



# Transporte térmico en el viento solar

Canullo, María Victoria

1997

Tesis Doctoral

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Universidad de Buenos Aires

[www.digital.bl.fcen.uba.ar](http://www.digital.bl.fcen.uba.ar)

Contacto: [digital@bl.fcen.uba.ar](mailto:digital@bl.fcen.uba.ar)

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Fuente / source:

Biblioteca Digital de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

TRANSPORTE TERMICO EN EL VIENTO SOLAR

María Victoria Canullo

Director de Tesis: Prof. Dr. Constantino Ferro Fontán  
Trabajo de Tesis para optar al Título de Doctora en Ciencias Físicas  
Departamento de Física  
Marzo de 1997

2921

Lj2

## HEAT TRANSPORT IN THE SOLAR WIND

### ABSTRACT

In this thesis the heat transport problem in the solar wind has been studied, in which the heat flux between the collision dominated region and the collisionless régime is deeply influenced by strong magnetic fields. A nonlocal analytical expression for the electron heat flux in weakly collisional plasmas is derived by solving the Fokker-Planck equation in a narrow, tail-energy range, showing a strong increase in the heat flux due to the magnetic pumping effect. In order to model the external wind, a hybrid fluid/kinetic description of transport phenomena of the anisotropic plasma of the solar corona is derived using a Chapman-Enskog-like procedure. The development of the anisotropy of the electron distribution function in the lower solar corona has also been studied through a test-particle model. We analyzed the high frequency instability produced by the small anisotropy in perpendicular energy of the high energy electron distribution. The efficiency of Langmuir oscillations as a heating mechanism for the solar wind is discussed.

**key words:** astrophysical plasmas - solar wind - Sun: corona - coronal heating - wind acceleration - kinetic instabilities

## TRANSPORTE TERMICO EN EL VIENTO SOLAR

### RESUMEN

En esta tesis se estudió el calentamiento del viento solar en el que el flujo entre la región dominada por colisiones y la región sin colisiones está influenciado por la presencia de fuertes campos magnéticos externos. En la geometría de tobera magnética divergente que impera en los flujos coronales del sol, se encontró un fuerte incremento de la anisotropía debido al efecto de espejo inverso. Se dedujo una expresión analítica para el flujo de calor, que incorpora la dependencia espacial del campo magnético, válida hasta  $10 R_{\odot}$ . Para modelar el viento externo, se formuló la técnica de Chapman-Enskog para una situación desconfiada y ligeramente anisótropa, vinculando la anisotropía con parámetros de variación espacial del campo magnético. Otra técnica alternativa para investigar este problema consiste en estudiar la dinámica de partículas en la baja corona solar a través de un modelo de "test-particle". Se analizó la dinámica de los electrones y se investigó si el atrapamiento de partículas debido al efecto combinado del espejo magnético y de la barrera electrostática es relevante para el calentamiento del viento. Asimismo se estudió la estabilidad de la función de distribución asintótica obtenida a partir de este modelo frente a ondas de Langmuir magnetizadas, y su relación con el calentamiento del viento.

**palabras clave:** plasmas astrofísicos - viento solar - corona - calentamiento coronal - aceleración del viento - instabilidades cinéticas.

A mis padres y a Marta,  
porque me lo dieron todo.

*Here comes the sun,  
Here comes the sun,  
and I say,  
it's all right.*

J. Lennon & P. McCartney



## Indice

	Página
Prefacio	1
Capítulo 1: Antecedentes del problema del transporte térmico en el viento solar	3
1.1 Introducción	3
1.2 Información general sobre el Sol	3
1.3 Calentamiento coronal y viento solar	5
Capítulo 2: Transporte térmico no local en el viento solar	12
2.1 Introducción	12
2.2 El modelo	15
2.3 Resultados	22
Capítulo 3: Estudio de un modelo de partícula de prueba para los electrones en el viento solar	27
3.1 Introducción	27
3.2 Formulación del modelo	28
3.3 Un caso simple: baño uniforme	29
3.4 Modelos del Viento Solar	32
3.5 El modelo de filtrado de velocidad	34
3.6 Una simulación con difusión	41
3.7 Resultados	43
Capítulo 4: Inestabilidades de Langmuir en el viento solar	47
4.1 Introducción	47
4.2 Análisis de estabilidad	49
4.2.1 Ondas de Langmuir	49
4.2.2 Ondas de Langmuir Generalizadas	53
Capítulo 5: Descripción fluido-cinética del viento solar	58
5.1 Introducción	58
5.2 El problema de la clausura en las ecuaciones de transporte generalizadas	62

5.3 El procedimiento de Chapman-Enskog	64
5.4 Cálculo de la función de distorsión	68
Conclusiones	75
Referencias	78
Agradecimientos	82

## PREFACIO

Los vientos estelares representan el principal proceso de pérdida de masa y transferencia de momento angular en las estrellas más nuevas. Los procesos físicos que explican la aceleración de estos vientos son, por lo tanto, de fundamental importancia en astrofísica, aunque hasta el momento no existe una explicación completa ni siquiera para el caso del Sol. La cuestión de cómo es acelerado el viento solar hasta velocidades supersónicas ha sido uno de los principales interrogantes desde el comienzo de la era espacial y aún estamos lejos de una solución satisfactoria. En efecto, la expansión hasta niveles supersónicos del plasma cósmico es conocida y estudiada para los casos de atmósferas planetarias, formación y evolución de estrellas y galaxias, pero nuestra comprensión de tales sistemas es, sin embargo, rudimentaria y todas las respuestas parecen estar vinculadas a conocer qué mecanismos explican la provisión de energía que fluye.

El objetivo del trabajo es obtener un formalismo útil para tratar el problema del transporte de energía en plasmas con fuertes gradientes espaciales y en presencia de un campo magnético externo. La motivación del trabajo radica en la aplicación de este formalismo al viento solar.

En esta tesis se generalizaron los resultados de Minotti & Ferro Fontán (1990) para el caso de los plasmas espaciales, en los cuales el flujo entre la región dominada por colisiones y la región sin colisiones está influenciado por la presencia de fuertes campos magnéticos externos. Esta condición permitió trabajar con la ecuación cinética de las derivas (Dendy 1987). En la geometría de tobera magnética divergente que impera en los flujos coronales del sol, se encontró un fuerte incremento de la anisotropía debido a un efecto de espejo inverso. Siguiendo los pasos desarrollados en Sanmartín et al (1992) se llegó a una ecuación hiperbólica, que describe la evolución en el espacio de fases de la función de distribución. Mediante adecuadas transformaciones matemáticas y razonables aproximaciones físicas se dedujo una expresión analítica para el flujo de calor, que incorpora la dependencia espacial del campo magnético.

Para modelar el viento externo, se formuló la técnica de Chapman-Enskog para una situación desconfiada y ligeramente anisótropa, vinculando la anisotropía con parámetros de variación espacial del campo magnético.

Otra técnica alternativa para investigar este problema consiste en estudiar la dinámica de partículas en la baja corona solar a través de un modelo cinético de “partícula de prueba”. Se analizó la dinámica de los electrones en un campo electromagnético, donde en una primera etapa se puede despreciar la dependencia con la posición. Como aplicación práctica del modelo se estudió la dinámica en el marco de diversos modelos semiempíricos del viento solar, y se investigó si el atrapamiento de partículas debido al efecto combinado del espejo magnético y de la barrera electrostática es relevante para el calentamiento del viento.

En lo relativo a inestabilidades, se estudió la estabilidad de la función de distribución asintótica obtenida a partir del modelo de partícula de prueba frente a ondas de Langmuir magnetizadas, y su relación con el calentamiento del viento.



## CAPITULO I

### ANTECEDENTES DEL PROBLEMA DEL TRANSPORTE TERMICO EN EL VIENTO SOLAR

#### 1.1 Introducción

Los plasmas espaciales se pueden dividir en dos amplias categorías: los plasmas de origen térmico y los de origen no térmico. En los primeros el grueso de la población se origina en una región dominada por las colisiones, de modo que su distribución de velocidades es próxima a una maxwelliana. Este plasma suministra iones y electrones a regiones de baja densidad, donde las colisiones escasean y otros procesos de plasma dominan. En consecuencia, la función de distribución del espacio de fases puede desviarse significativamente de la térmica. Ejemplos de esta categoría son: el viento solar, las capas superiores más enrarecidas de las ionósferas y la mayoría de las magnetósferas planetarias.

Los plasmas de origen no térmico se generan por lo común en regiones localizadas del espacio de fases y son no-colisionales; por lo tanto su distribución está muy alejada del equilibrio. Sus partículas interactúan con los campos electromagnéticos y con el plasma ambiental a través de procesos colectivos. Estas complicadas interacciones no producen, en general, la termalización de la distribución. Ejemplos de este caso son las partículas solares de alta energía, los rayos cósmicos, etc., que no consideraremos aquí.

#### 1.2 Información general sobre el Sol

Los primeros trabajos sobre vientos estelares comenzaron investigando la expansión de la corona solar en el espacio, fenómeno que hoy es llamado viento solar.

El sol es una esfera gaseosa masiva y luminosa, compuesta principalmente de una mezcla de H y He y una pequeña fracción de elementos pesados ( $< 1\%$ ). Las altas temperaturas ( $> 10^6$  K) del interior solar combinadas con la densidad central de más de  $100g/cm^3$  conducen a la fusión nuclear en el interior profundo del sol. El calor generado allí es transportado hacia afuera como radiación electromagnética. El gas del interior es tan denso que los fotones son absorbidos casi inmediatamente después de ser creados. Por lo tanto el transporte de la radiación es por difusión.

En las capas externas del Sol (por encima de los  $0.71R_{\odot}$ ) el gas es inestable a la

convección. En esta envoltura externa, el calor del interior es transportado hacia arriba por células convectivas mucho más eficientemente que en el núcleo radiativo del sol. A una altura suficiente en la envoltura convectiva, la densidad es tan baja que el gas se vuelve transparente, y la energía que ha sido transportada desde el interior, inicialmente por difusión radiativa y luego por convección, es finalmente irradiada hacia el espacio como luz solar. La región en la que esto ocurre, llamada fotosfera, tiene extensión menor a  $0.001R_{\odot}$  y es considerada la superficie visible del sol.

Sobre la fotosfera hay una capa de atmósfera transparente conocida como la cromósfera. Esta región irradia mucho menos luz que la fotosfera. Es inhomogénea y consiste de una capa basal de unos 2000 km de espesor, y su temperatura oscila entre 5000 y 25000 K. La atmósfera encima de la cromósfera es la corona solar, que irradia poca luz visible pero produce sustancial radiación X, que no puede penetrar la atmósfera terrestre.

La corona es muy caliente ( $\approx 10^6$  K) y por lo tanto está altamente ionizada. Es, sin embargo, muy tenue y de densidad variable.

El sol tiene un campo magnético general producido por movimientos convectivos en su interior. Sin embargo, el campo solar en su superficie es muy complicado e inhomogéneo. La manifestación más conocida de esta complejidad son las manchas solares, cuya dimensión característica es de varios miles de km. El campo magnético en las manchas es muy intenso, en contraste con el de la fotosfera. Las líneas de campo magnético que emergen de las manchas generalmente vuelven a entrar en la fotosfera en un punto cercano, que es otra región de campo magnético concentrado. La distribución y número de manchas varían con un período aproximado de 11 años, conocido como actividad solar, que es controlado por la evolución del campo magnético solar. El campo magnético se extiende a través de la atmósfera solar hacia la corona. Un gas tenue ionizado como el de la corona es un conductor eléctrico excelente, por lo que el gas puede moverse a lo largo de las líneas de campo, pero no puede atravesarlas. Por lo tanto, la estructura magnética de la corona ordena la morfología del gas coronal. Esta estructura se compone de dos regiones, caracterizadas por líneas cerradas y abiertas. Una línea de campo cerrada está fija en la fotosfera en dos puntos, extendiéndose en la corona como un arco, mientras que las líneas abiertas están fijas en un sólo punto en la fotosfera y se extienden hacia el espacio interplanetario.



El material coronal más denso está confinado en las regiones de campo cerrado mientras que el material menos denso se encuentra en las regiones de campo abierto, desde donde puede expandirse en forma de viento solar.

### 1.3 Calentamiento coronal y viento solar

Una de las grandes preguntas de la física coronal es cómo la corona alcanza un millón de grados. La energía requerida es transferida de alguna manera hacia arriba desde la zona de convección. Según ciertas teorías las células convectivas generan ondas magnetohidrodinámicas que se propagan y disipan produciendo el calentamiento requerido; sin embargo no existe evidencia observacional de ello. Otra alternativa atribuye el calentamiento a cambios en el campo magnético coronal a partir de los cuales se producen corrientes eléctricas cuya disipación calienta el plasma; este proceso podría ser gradual o violento. Además, es posible que el mecanismo de calentamiento dominante en las regiones de líneas abiertas y cerradas no sea el mismo.

El plasma en las regiones de líneas abiertas puede fluir a lo largo del campo magnético. Aquel es muy caliente y rarificado y por lo tanto es un eficiente conductor eléctrico. Este gas coronal es el viento solar. Las líneas de fuerza del campo magnético embebidas en la corona son transportadas al espacio por el viento solar, formando el campo magnético interplanetario. Debido a la rotación solar, este campo interplanetario forma una espiral, por lo que el campo es esencialmente transversal a la dirección radial más allá de unas U.A. (distancia Tierra -Sol). El viento solar confina al campo magnético de la Tierra, gobernando fenómenos como las tormentas geomagnéticas y las auroras. El viento solar se expande, su densidad decrece hasta que a una distancia heliocéntrica suficientemente grande el flujo interactúa con el medio interestelar. Esta transición es objeto de estudio pero no será tratada en esta tesis.

El concepto de viento solar está fuertemente relacionado con el problema de la provisión de energía en una atmósfera, y se han manejado muchas teorías en los últimos años. Durante mucho tiempo se pensó que las partículas del Sol impactaban intermitentemente en la magnetósfera de la Tierra. Más tarde se explicaron las observaciones de las colas iónicas de los cometas sugiriendo la presencia constante de la "radiación corpuscular so-

lar" (Barnes 1992). Por otra parte se estudió a la corona solar en equilibrio hidrostático considerando los procesos de transporte colisional en un gas ionizado. Finalmente Parker (1965) consideró que la radiación corpuscular solar y la corona podían ser la misma cosa y relizo los cálculos de estructura atmosférica reteniendo el término de flujo en la ecuación de momento.

Se llegó a la conclusión de que el calentamiento atmosférico es de importancia central en el comportamiento de la atmósfera. En el caso del Sol la corona inferior está fuertemente unida por gravedad, pero un calentamiento extendido requiere que el material coronal sea acelerado hasta un punto en que ya no esté unido gravitacionalmente. En este contexto, Parker (1965) mostró que cualquier perfil de temperatura que caiga más lentamente que  $1/r$  conducirá al flujo a través de un punto crítico. El comportamiento de la temperatura más allá del punto crítico es irrelevante para la existencia del viento, aunque influencia el comportamiento detallado del flujo en la región supersónica.

En cuanto a los modelos de viento con transporte conductivo, aún los más simples con flujo estacionario y simetría esférica requieren solución numérica. Se han desarrollado varias versiones, aunque en su mayoría se ha ignorado completamente el campo magnético. Una excepción es el caso del trabajo de Alexander (1993).

Los que tienen en cuenta la conducción térmica colisional clásica dieron resultados cualitativamente razonables pero cuantitativamente insatisfactorios. Parker (1965) marcó que la aplicación de la teoría de transporte colisional puede conducir a flujos más altos que varias veces la presión por la velocidad térmica electrónica, lo cual es poco razonable. Esta situación tiene lugar si el tiempo entre colisiones Coulombianas no es menor que el tiempo de expansión característico. Además, las observaciones muestran que aún cuando el tiempo de colisión de los electrones térmicos sea apropiadamente pequeño, el flujo de calor puede ser dominado esencialmente por electrones supratérmicos no colisionales (Albritton et al 1986). Esto podría implicar que el papel y el comportamiento de los electrones del viento solar sea cualitativamente distinto del esperado a partir de las teorías de transporte colisional clásicas.

El modelo de flujo conductivo electrónico no colisional surgió de una sugerencia de Perkins (1973), quien examinó la situación opuesta en los cálculos de Spitzer-Härm. Perkins



argumentó que la distribución electrónica consiste de electrones que se hallan atrapados entre un espejo magnético próximo al sol y una barrera electrostática distante, más una cola asimétrica de electrones de alta energía que escapan a infinito. La contribución (sustancial) de esta cola al flujo de calor es lo que se ha dado en llamar el flujo térmico electrónico no colisional. En 1974 Hollweg propuso para éste una expresión aproximada, que será presentada en el capítulo 2, dependiente de un parámetro estimado  $2 < \alpha < 7$  que depende de los detalles de la función de distribución. Con esta expresión el mismo autor (Hollweg 1976) modeló el comportamiento de la temperatura y la velocidad del viento, obteniendo perfiles que reconciliaron la teoría con las observaciones. Los valores elevados de  $T_e$  cerca del sol resultaron en una mayor aceleración del viento allí, mejorando la comparación con la velocidad a 1UA, en tanto que el flujo térmico acolisional produce menores valores de  $T_e$  y de  $q_e$  a 1UA. A pesar del éxito de este modelo, sus fundamentos teóricos quedaron a la espera de un difícil cálculo cinético, cuya sustancia fue esbozada por Olbert (1983) y Scudder & Olbert (1983), sin llegar a una resolución analítica. Esta ha sido el objeto principal de esta tesis (Canullo, Costa & Ferro Fontán 1996) y para ello se han usado técnicas desarrolladas en el estudio de las coronas producidas sobre microesferas con láseres de potencia.

Cuando las colisiones son escasas, el tensor de presiones puede devenir anisótropo y, además, pueden adquirir importancia momentos de orden mayor de la función de distribución. La evolución y el transporte de un plasma térmico en tal estado de no-equilibrio se describe usualmente mediante ecuaciones de transporte generalizadas. Una reseña actualizada puede hallarse en Gombosi & Rasmussen (1991). La complicación principal radica en que las aproximaciones difusivas para el flujo térmico dejan de ser aplicables cuando los gradientes de las magnitudes macroscópicas son suficientemente fuertes. La longitud característica con la que debe compararse la escala  $L$  definida por estos gradientes es el camino libre medio  $\lambda$  de las partículas que transportan la energía, básicamente electrones. Debido a que  $\lambda$  en un plasma depende muy fuertemente de la energía de la partícula, se acostumbra tomar como camino libre medio característico el correspondiente a la energía térmica  $\lambda_T$ . Así, puede decirse que las aproximaciones difusivas o locales fallan cuando el cociente  $\epsilon = \lambda_T/L$  es superior a cierto valor límite. Lo notable es que éste es muy pequeño

( $\epsilon_{lim} = 10^{-2}$ ) y se alcanza fácilmente en las situaciones mencionadas anteriormente. La expresión local del flujo térmico en el caso de un plasma totalmente ionizado puede escribirse  $q = \epsilon q_{lim}$ , donde  $q_{lim}$  es el valor del flujo libre máximo correspondiente a una densidad  $n_e$  y a una temperatura  $T_e$  electrónicas:  $q_{lim} = n_e T_e (T_e/me)^{1/2}$ . Así, cuando  $\epsilon > \epsilon_{lim}$  el flujo resulta en general sobrestimado y la solución más usual es limitar el valor de  $q$  a una fracción de  $q_{lim}$ . Esta técnica de limitación del flujo no es muy correcta desde el punto de vista físico debido a que es esencialmente una solución local a un problema no local. En efecto, la no validez de las aproximaciones difusivas se debe a que las partículas más importantes para el transporte térmico tienen energías 4-5 veces mayores que las térmicas, y en consecuencia, sus caminos libres medios son muy grandes por lo que, para gradientes fuertes, contribuyen en forma no local al flujo de calor.

La única forma satisfactoria de resolver el problema es usando la ecuación cinética que describe la función de distribución electrónica, calculando luego el flujo térmico. Las soluciones analíticas de dicha ecuación son en general posibles sólo si los gradientes de temperatura son suaves, en cuyo caso conducen a las expresiones difusivas clásicas; cuando los gradientes son fuertes el problema debe resolverse numéricamente.

No obstante, se pueden realizar algunas importantes aproximaciones para resolver el problema en forma analítica, tales como considerar que el flujo térmico se debe sustancialmente a electrones de energías muy superiores a la energía térmica (Albritton et al 1986). Esta teoría conduce en forma natural a expresiones no locales del flujo de calor  $q$ , que se diferencian radicalmente, en forma y resultados, de las presentadas en Gombosi & Rasmussen (1991). Minotti & Ferro Fontán (1990) generalizando el trabajo de Albritton et al (1986) a plasmas de bajo número de carga atómico  $Z$ , demuestran que la teoría del transporte no local está en excelente acuerdo con los perfiles de temperaturas medidos en plasmas poco colisionales de argón, con carga  $Z=1$ . Para una reseña más actual de expresiones no locales para el flujo térmico ver Epperlein & Short (1991) y Vidal et al (1995).

Como consecuencia de la baja colisionalidad del problema, las ecuaciones magneto-hidrodinámicas (MHD) de bajo orden no son aplicables. Es necesario recurrir a generalizaciones de estas ecuaciones, que si bien retienen un tratamiento del plasma como



continuo, recurren a presiones y flujos térmicos anisótropos. Por ejemplo, son conocidas las ecuaciones de 20 o 16 momentos de la ecuación de Boltzmann. Las últimas se basan en suponer que las funciones de distribución son básicamente bi-maxwellianas, distinguiendo la dirección del campo magnético de las otras (el giro de ciclotrón), más movimientos de deriva. Esta simplificación se basa en la existencia de un parámetro pequeño en la teoría: la relación entre el radio de Larmor y la escala macroscópica. Haciendo hipótesis acerca de la forma funcional de las funciones de distribución, es posible cerrar la jerarquía de momentos.

Un denominador común de estas ecuaciones son los términos colisionales. Una de las hipótesis más sencillas consiste en suponer despreciables los efectos colisionales. Pero se ha mostrado recientemente (Demars 1992) que los apartamientos respecto a la teoría de 16 momentos con colisiones son significativos, sobre todo en la predicción de las anisotropías de temperatura y flujo térmico en el viento solar a una unidad astronómica (1 UA: distancia Sol-Tierra). Algo más cercano a la realidad es incluir un operador de colisiones aproximado que describa la relajación colisional de las distribuciones, preservando en lo posible las propiedades de conservación del operador de Boltzmann. La elección más simple es el modelo BGK, en el que básicamente sólo se necesita conocer las frecuencias de colisión. Sin embargo, esta aproximación ha sido cuestionada, especialmente cuando se requieren estimaciones más precisas del flujo térmico acumulado por los electrones en el régimen *runaway*. Por otra parte el cómputo exacto de las integrales colisionales es sólo posible en el caso hipotético de las interacciones moleculares de tipo Maxwell. En los plasmas hay que recurrir a aproximaciones para tratar el potencial de Coulomb y aún así, las distribuciones bimaxwellianas conducen a formidables expresiones cuya practicidad es nula en códigos numéricos de simulación (Demars & Schunk 1992).

En la literatura relativa a los plasmas confinados se tomó, en un comienzo, la parte del operador de Boltzmann-Landau correspondiente a las colisiones elásticas, que es dominante (también llamado operador de colisiones de Lorentz). Este operador puede ser fácilmente expresado después de eliminar el giro de ciclotrón, pero no conserva la cantidad de movimiento, por lo cual es necesario agregarle términos correctivos. En 1976 Hirshman y Sigmar establecieron un procedimiento sistemático para realizar estas correcciones

(Balescu 1988). Hay que hacer notar que los plasmas confinados en una máquina como el tokamak tienen en común con los plasmas espaciales que la escala macroscópica es del mismo orden de magnitud que el camino libre medio. El confinamiento ayuda sin embargo a destacar el rol del campo magnético, como si éste fuera un término colisional más, que impone la maxwellianización local de la función de distribución. Resulta así posible realizar la clausura de las ecuaciones hidrodinámicas y formular una teoría de transporte en la dirección relevante. Muy recientemente, Callen y colaboradores han desarrollado la técnica híbrida fluido-cinética de Chapman-Enskog para los plasmas magnéticamente confinados (Wang & Callen 1992), que se aplica en el capítulo 6.

Otra técnica muy popular para investigar el flujo de calor electrónico son los denominados modelos de partícula de prueba. En este marco es posible estudiar la dinámica de los electrones en un campo electromagnético analizando las separatrices de movimiento en el espacio de fases. En un contexto diferente, Fuchs y colaboradores (1986) estudiaron la región del espacio de velocidades en el que los electrones escapan debido a la presencia de un campo eléctrico. Los autores demostraron que existen separatrices de movimiento a partir de las cuales se puede predecir qué fracción de partículas escapa del sistema debido al efecto "runaway" y cuál se termaliza luego de unas pocas colisiones. En el ámbito de la astrofísica, esta técnica ha probado ser muy útil para investigar problemas tales como la aceleración de haces de electrones en fulguraciones solares (Leach y Petrosian 1981), la polarización lineal de la línea de  $H_{\alpha}$  (Fletcher y Brown 1995), y la aceleración de rayos cósmicos (Krüls y Aichtetberg 1994), donde la competencia entre el campo magnético y las colisiones coulombianas juega un papel preponderante.

Otra de las consecuencias de la baja colisionalidad es el desarrollo de inestabilidades cinéticas. A medida que nos alejamos del Sol las desviaciones del equilibrio se acentúan, y en última instancia, el plasma puede hacerse inestable frente a ondas de pequeña escala (comparadas con las escalas de los gradientes típicos del viento), gobernando la evolución del plasma. En este caso la teoría cuasi-lineal permite no sólo determinar la tasa de crecimiento de estas inestabilidades, sino que también provee información acerca de la competencia entre los efectos colisionales y las inestabilidades potenciales que regularían el flujo de calor en el viento solar (Schwartz 1980). Aún no hay consenso acerca de cuál de



las ondas observadas desempeña un rol más importante en la determinación del flujo de calor electrónico en el viento. En este sentido, las ondas de Langmuir y las de Langmuir magnetizadas podrían ser relevantes.

## CAPITULO 2

### TRANSPORTE TERMICO NO LOCAL EN EL VIENTO SOLAR

#### 2.1 Introducción

Desde hace mucho tiempo se ha intentado encontrar un tratamiento autoconsistente para el transporte de electrones en diversas aplicaciones astrofísicas. Parker (1965) demostró que, dado que el plasma del viento solar no es dominado por las colisiones, la descripción clásica de Spitzer-Härm (1953) (de ahora en más SH) para la conducción térmica electrónica debía ser modificada.

La región dominada por las colisiones se denomina barosfera. Esta está separada de la exosfera por una región de transición donde las colisiones de Coulomb no pueden despreciarse, pero sin embargo no son suficientes para mantener una distribución de velocidad Maxwelliana. La capa por encima de la región de transición se llama baropausa. Por encima de esa superficie, en la región denominada exosfera, las colisiones se suponen despreciables. En la mayoría de los modelos exosféricos (Lemaire & Scherrer 1970, 1973, 1974, 1983), la distribución de velocidades se considera Maxwelliana, a pesar de que ésta no es la única solución no colisional de la ecuación de Vlasov. Algunos trabajos (Pierard & Lemaire 1996, Scudder 1992a,b) han introducido Lorentzianas para modelar la función de distribución.

Hollweg (1974, 1976), tomando una distribución de electrones para la exosfera sugerida en el trabajo de Perkins (1973), propuso que el flujo de calor no colisional debía representarse por una fórmula de "free-streaming"  $q = 3/2 \alpha p_e U$ , para distancias radiales  $r \geq 10R_\odot$ , donde  $p_e$  es la presión electrónica,  $U$  es la velocidad del viento y  $\alpha$  es un factor del orden de 1 – 10. Subsecuentemente, muchos autores modelaron el viento solar siguiendo este punto de vista, considerando el transporte de SH para las capas internas de la corona (Leer, Holzer & Flá 1982; Hollweg 1986; Hollweg & Johnsen 1988, Withbroe 1988).

Casi al mismo tiempo, partiendo de los experimentos de Gray & Kilkenny (1980) con plasmas calentados por láseres, que obligaron a revisar críticamente la conductividad térmica clásica, Luciani, Mora & Pellat (1985) and Albritton et al. (1986) (de ahora en

más AWBS) demostraron en términos generales que, aún cuando el camino libre medio electrónico es una pequeña fracción ( $10^{-2}$ ) de la longitud característica de la escala de temperatura, esto conduce a una expresión no local para el flujo de calor, ya que la frecuencia de colisiones de la subpoblación de alta energía es fuertemente dependiente de la energía, y el sistema es demasiado inhomogéneo como para ser considerado en equilibrio local. Efectivamente, la mayoría de los electrones que contribuyen al flujo térmico tienen energías de 6-7 veces la energía térmica. Siguiendo a AWBS, el estudio del transporte de calor puede entonces reducirse a la integración de la ecuación cinética para la porción de electrones rápidos de la función de distribución.

A pesar de que el tema de la no localidad en el viento solar ya había sido mencionado por Scudder & Olbert (1979a, b) en un extenso análisis de la evolución de la función de distribución para la velocidad electrónica, nunca se había presentado una fórmula analítica para el flujo de calor. En su primer trabajo, se encuentra una solución formal para la ecuación cinética con un término colisional del tipo BGK, y se muestra en forma clara la no localidad de la distribución. También se evalúan numéricamente las integrales de camino correspondientes para así demostrar que la no localidad puede explicar las colas supratérmicas observadas a 1 UA. Por otra parte, se realiza una discusión provechosa sobre el papel de los electrones supratérmicos que dominan el flujo bajo condiciones solares típicas (Olbert 1983; Scudder & Olbert 1983). Para ellos, se estimó el flujo por dos métodos: uno directo, aunque tedioso, por cuadratura numérica multidimensional de las distribuciones anisótropas, y mediante un enfoque global-local en términos de la distribución *kappa*. Sin embargo, en la región colisional de la corona, es difícil reconciliar los altos valores del flujo observado, con la formulación clásica de SH.

Para el caso de fuertes gradientes (en una escala de camino libre medio) se pueden realizar algunas aproximaciones para resolver el problema analíticamente: (1) considerar que el transporte de calor está dominado por electrones en un rango de energías que maximiza el integrando en la expresión cinética del flujo de calor ( $\epsilon/T \simeq 6$ ). Este hecho permite tener expresiones más sencillas para el término de colisiones en la ecuación de Fokker-Plank; (2) desarrollar espacialmente la función de distribución unidimensional en polinomios de Legendre del coseno del ángulo de vuelo  $\theta$  y limitarse a los primeros términos



del desarrollo (Luciani et al. 1985); (3) es esencial considerar que el núcleo de la distribución isotropa no es capaz de termalizar la desviación de la Maxwelliana local que se desarrolla a altas energías.

En el trabajo de AWBS estas simplificaciones además de desprejiciarse las colisiones electrón-electrón (válida en el límite de alto  $Z$ , donde  $Z$  es la carga iónica), condujeron a expresiones no locales para el flujo de calor.

Por otra parte, en una extenso análisis de los resultados de aquel trabajo, Sammartín, Ramírez & Fernández-Feria (1990) señalaron que un modelo de transporte no local extiende la validez de la teoría cinética colisional hasta el punto en el que el camino libre medio térmico se hace comparable con la escala característica de temperatura. Esto significa que la teoría de Spitzer-Härm de conducción clásica pierde validez en al capa de la corona donde  $H_T = dr/d\ln T \sim 100\lambda_T$ , i.e.  $n \sim 10^7 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$  ( $r \leq 2R_\odot$ ), y que una teoría no local podría extender el rango de los modelos colisionales hasta la batopausa, donde  $H_T \sim \lambda_T$  ( $6 - 7R_\odot$ ). Hasta el presente, no se han realizado estimaciones no locales para el flujo conductivo, y este es uno de los principales objetivos de esta tesis. A pesar de que el rango de transición espacial de transporte colisional a “sin colisiones”, parece un tanto restringido, es de enorme importancia ya que éste determina las condiciones que prevalecen en el flujo externo. En efecto, una ventaja del cálculo propuesto es que la fórmula de “free-streaming” debida a Hollweg (1974, 1976) puede reproducirse analíticamente como un límite asintótico externo de la teoría no local. En este límite, los ingredientes físicos básicos de la teoría de Perkins-Hollweg se introducen correctamente en un marco cinético apropiado: existe un espejo magnético cerca del Sol y una barrera electrostática lejos, entre los cuales la mayor parte de los electrones queda atrapada, excepto aquellos en la cola supratérmica. En nuestro cálculo se mantiene el espíritu del trabajo de Jokkers (1970), ya que la distribución electrónica se supone Maxwelliana en el límite colisional.

Para aplicaciones astrofísicas y de bajo  $Z$ , la ecuación cinética de AWBS simplificada debe ser extendida para incluir el operador de colisiones electrón-electrón, que cambia el operador diferencial de segundo orden que actúa sobre la parte anisótropa de la distribución de parabólico en uno de carácter hiperbólico (Minoiti & Ferro-Fontán 1990). La fórmula analítica de deslocalización para el flujo de calor que obtuvieron estos autores tenía muy



buen acuerdo tanto con las mediciones realizadas en un plasma tenue de laboratorio con  $Z = 1$ , como con la integración numérica de un código Fokker-Planck que simulaba el experimento (Rogers et al. 1989). Sin embargo, Minotti & Ferro-Fontán no consideraron la presencia de un campo magnético. En esta tesis, se vuelve a examinar el papel de los electrones supratérmicos en la conducción del calor siguiendo el mismo procedimiento, pero ahora generalizado para incluir un campo magnético radial e inhomogéneo (Camullo et al. 1996). El problema del transporte se presenta a continuación, donde se discute la validez de las aproximaciones utilizadas teniendo en cuenta su aplicación a la baja corona solar. Se integraron las ecuaciones cinéticas y se muestra la solución formal y la determinación del flujo de calor. También se obtiene una corrección para la anisotropía de la función de distribución debida al efecto de las líneas de campo magnético divergentes. A continuación se hace una evaluación del flujo térmico no local introduciendo perfiles fenomenológicos para la densidad  $n$ , la temperatura electrónica  $T_e$ , la velocidad  $v$ , y el campo magnético  $B$  interpolado de la Tabla 2 (para un agujero coronal ecuatorial) del trabajo de Withbroe (1988). Este último es un modelo semiempírico de un fluido con balance de energía radiativo, que utiliza datos de instrumentos *in situ* situados a grandes distancias del Sol. Al comparar la fórmula clásica de SH con la de Hollweg (extrapolada a la baja corona) se demuestra cómo se obtiene esta última en forma progresiva a partir de la deslocalización de la primera, y se obtiene una estimación analítica aproximada de la constante  $\alpha$  del flujo no local asintótico, en muy buen acuerdo con el valor usualmente utilizado en la literatura.

## 2.2 El modelo

Sea  $f(v, r, t)$  la función de distribución electrónica

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial c\phi}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} + \mu v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{(1 - \mu^2)}{mv} \left( \frac{\partial c\phi}{\partial r} - \frac{mv^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial r} \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \\ = \frac{v}{\lambda_{ei}} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + \frac{df}{dt_{ee}}, \end{aligned} \quad (1)$$

donde  $e$  es el valor absoluto de la carga del electrón,  $m$  es la masa del electron,  $\phi$  es el potencial electrostático,  $B$  es el campo magnético externo,  $\mu$  es el coseno del ángulo de vuelo,  $\lambda_{ei}$  es el camino libre medio de la dispersión electrón-ión,  $\epsilon$  es la energía, y

$d/dt_{ee}$  representa el operador de colisión electrón-electrón. Desarrollamos la función de distribución unidimensional en polinomios de Legendre del coseno del ángulo de vuelo. Recordando las propiedades del operador de colisión (Luciani, Mora, & Pellat 1985), nos limitaremos a los primeros términos del desarrollo, siendo los coeficientes funciones del tiempo  $t$ , de la posición  $r$ , y de la energía  $\epsilon$

$$f(r, t, \mu, \epsilon) = f_0(r, t, \epsilon) + \mu f_1(r, t, \epsilon) + P_2(\mu) f_2(r, t, \epsilon) + \dots \quad (2)$$

En este punto se debe enfatizar nuevamente que la validez de esta derivación está restringida hasta unos pocos radios solares desde la base de la corona. En el viento no colisional, la dependencia sugerida es totalmente inapropiada y no se debe comparar la suave expansión en polinomios de Legendre con las distribuciones típicas de "strahl" observadas en la dirección antisolar. Obviamente para tales distribuciones la convergencia de la serie es muy lenta y el método no es útil. Afortunadamente, en el viento externo se tiene un enfoque alternativo que es el objeto del último capítulo.

Aplicando la ecuación (2) a la (1) se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} - \frac{\partial c\phi}{\partial t} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} + \frac{v}{3} \frac{\partial f_1}{\partial r} + \frac{2}{3mv} f_1 \left( \frac{\partial c\phi}{\partial r} - \frac{mv^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial r} \right) = \frac{df_0}{dt_{ee}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} - \frac{\partial c\phi}{\partial t} \frac{\partial f_1}{\partial \epsilon} + v \frac{\partial f_0}{\partial r} + 2v \frac{f_1}{\lambda_{ci}} = \frac{df_1}{dt_{ee}}, \quad (4)$$

donde se han despreciado los términos con  $f_2$  comparados con los de  $f_0$ . Para la parte isótropa podemos escribir

$$f_0 = f_{MB} + \delta f, \quad (5)$$

donde  $f_{MB}$  es una distribución Maxwelliana. Para simplificar el operador de colisión en la ecuación (3) consideramos que  $\frac{df_{MB}}{dt_{ee}} = 0$  y se supone la siguiente hipótesis: en el rango de energías de interés,  $|\partial \delta f / \partial \epsilon| \ll |\partial f_{MB} / \partial \epsilon|$ . El significado físico de esta hipótesis es que la termalización los electrones de alta energía en el núcleo de la distribución es pequeña (Albritton et al. 1986). Nótese que en ningún momento se usó que  $|\delta f| \ll f_{MB}$ . Escribiendo  $\epsilon = \frac{mv^2}{2} - c\phi(r, t)$  se obtiene



$$\frac{B}{3v} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v^2 f_1}{B} \right) = 2 \frac{\partial \delta f}{\partial \epsilon} \frac{mv^3}{\lambda_e}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial f_{MB}}{\partial r} + \frac{\partial \delta f}{\partial r} + \frac{2f_1}{\lambda_{ei}} = \frac{4mv^2}{3\lambda_e} \frac{\partial f_1}{\partial \epsilon} \quad (7)$$

donde  $\lambda_e = (mv^2)^2 / 2\pi e^4 n \ln \Lambda_{ee}$  es el camino libre medio de pérdida de energía y  $T$  es la temperatura electrónica del núcleo. Un análisis detallado de los términos colisionales se encuentra en Sammartín et al. (1992), quien introdujo un factor de corrección  $2/3$  en el miembro derecho de la ecuación (7), para una mejor comparación con los valores clásicos en el límite colisional. Eliminado el término  $\delta f$  en el sistema de ecuaciones (6)- (7) se obtiene la ecuación hiperbólica

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\lambda_e B}{6mv^4} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v^2 f_1}{B} \right) \right) - \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{4mv^2}{3\lambda_e} \frac{\partial f_1}{\partial \epsilon} - 4 \frac{f_1 \alpha}{\lambda_e} \right) = \frac{\partial^2 f_{MB}}{\partial \epsilon \partial r}, \quad (8)$$

donde  $2\alpha = \lambda_e / \lambda_{ei} = (1 + \frac{Z \ln \Lambda_{ei}}{\ln \Lambda_{ee}}) \equiv 1 + Z_*$ .

Cambiamos de variables de forma que  $\chi = \frac{f_1}{B}$  y  $-\frac{d\zeta}{dr} = \pi e^4 (6Z \ln \Lambda_{ee} \ln \Lambda_{ei})^{1/2} n(r)$ . Considerando que  $\zeta$  es una medida de la profundidad atmosférica, se toma cero en el infinito. En nuestro cálculo numérico el logaritmo de Coulomb se consideró constante e igual a 25. En el límite  $\epsilon \gg e\phi$ , de forma que  $\epsilon \simeq \frac{mv^2}{2}$ , la ecuación (8) se puede escribir

$$\frac{1}{B} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( B \frac{\partial \chi}{\partial \zeta} \right) = \left( \frac{4}{3Z_* \epsilon} \right) \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \chi}{\partial \epsilon} \right) - \frac{2\alpha}{Z_* \epsilon} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{\chi}{\epsilon^2} \right) + \left( \frac{6}{Z_*} \right)^{1/2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{f_{MB}}{\epsilon T} \right) \frac{1}{B}. \quad (9)$$

Para resolver esta ecuación hiperbólica no homogénea, se introduce la función de Green  $G(\zeta, \zeta_0, \epsilon, \epsilon_0)$  y se toma una dependencia espacial para el campo magnético del tipo  $B \sim \zeta^\eta$ . Para los perfiles de  $n(r)$  y  $B(r)$  dados en Withbroe (1988), se verifica que  $\eta \simeq 1$  es una buena aproximación en el rango radial de interés, cerca de la superficie. La razón aparente de este escaleo tan útil es que, cerca de la base coronal,  $n$  and  $B$  son funciones fuertemente variables con  $r$ , aunque están relacionada por la constancia del cociente entre el flujo de masa y el flujo magnético. Como para distancias mayores que  $2R_\odot$ , la velocidad tiene una dependencia comparativamente suave con la posición, el escaleo usado no es casual. Sin embargo, no necesitaremos el valor preciso de  $\eta$ , ya que en la ecuación (20)

se reestablece el campo magnético  $B$ , y se obtiene un factor del tipo raíz cuadrada que es el ingrediente físico esencial en este cálculo. Por supuesto, debido a la conservación del momento magnético, esta dependencia está relacionado con el seno del ángulo de vuelo. Es entonces natural introducir la transformada de Hankel  $a(k, \epsilon)$  de  $G(\zeta, \zeta_0, \epsilon, \epsilon_0)$ ,

$$G(\zeta, \epsilon) = \int_0^\infty a(k, \epsilon) (k\zeta)^\nu J_\nu(k\zeta) dk, \quad (10)$$

donde  $\nu = (1 - \eta)/2$ . La función  $a(k, \epsilon)$  debe satisfacer

$$L_\epsilon a + k^2 a = -J_\nu(k\zeta_0) (k\zeta_0)^{1-\nu} \delta(\epsilon - \epsilon_0), \quad (11)$$

donde  $L_\epsilon$  es el operador diferencial sobre  $\epsilon$  en el miembro derecho de la ecuación (9), y las magnitudes con subíndice cero se refieren a la fuente. El término inhomogéneo de esta ecuación es el que se obtiene de la relación de ortogonalidad de las funciones de Bessel. La solución que describe la contribución a la función de distribución para energía  $\epsilon$  que proviene de la fuente con energía  $\epsilon_0 > \epsilon$  es

$$a(k, \epsilon, \epsilon_0) = \Theta(\epsilon_0 - \epsilon) b(k, \epsilon, \epsilon_0), \quad (12)$$

donde  $\Theta$  es la función escalón, y el argumento es tal que  $G$  y  $f_1$  se anulan para  $\epsilon \rightarrow \infty$ . La función  $b$ , a su vez, satisface las condiciones de contorno

$$b|_{\epsilon=\epsilon_0} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial b}{\partial \epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_0} = \frac{3Z_* \epsilon_0^2}{4(k\zeta_0)^{\nu-1}} J_\nu(k\zeta_0), \quad (14)$$

donde la última resulta de la integración de la ecuación (11) a lo largo de un intervalo infinitesimal alrededor de  $\epsilon_0$ . Definiendo  $\xi = (3Z_*/16)^{1/2} k\epsilon^2$  y  $b(\epsilon) = \varphi(\xi)\epsilon^\beta$ , con  $\beta = 1 + (3\alpha/4)$ , la ecuación (11) se lleva la forma de la ecuación de Bessel

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \left(1 - \frac{\gamma^2}{\xi^2}\right) \varphi = 0, \quad (15)$$



donde  $\gamma = |3Z_* - 5|/16$ . Aplicando las condiciones de contorno finalmente se obtiene para  $G(\zeta, \zeta_0, \epsilon, \epsilon_0)$

$$G(\zeta, \epsilon) = \frac{3\pi Z_*}{16} \Theta(\epsilon_0 - \epsilon) \epsilon_0^3 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^\beta \left(\frac{\zeta}{\zeta_0}\right)^\nu \int_0^\infty J_\nu(k\zeta) J_\nu(k\zeta_0) k \zeta_0 M(\epsilon, \epsilon_0) dk, \quad (16)$$

con  $M(\epsilon, \epsilon_0) = J_\gamma(\xi_0) Y_\gamma(\xi) - J_\gamma(\xi) Y_\gamma(\xi_0)$ , donde  $\xi_0 = (3Z_*/16)^{1/2} k \epsilon_0^2$  y  $J_\gamma$  y  $Y_\gamma$  son las funciones de Bessel y Neumann, respectivamente. La función de distribución anisótropa puede escribirse en función de  $G$

$$f_1(\zeta, \epsilon) = \left(\frac{6}{Z_*}\right)^{1/2} \int \int \frac{\partial}{\partial \zeta_0} \left( \frac{f_{MB}(\epsilon_0, T_0)}{\epsilon_0 T_0} \right) G(\zeta, \zeta_0, \epsilon, \epsilon_0) \frac{B(\zeta)}{B(\zeta_0)} d\zeta_0 d\epsilon_0. \quad (17)$$

En la expresión para  $f_1(\zeta, \epsilon)$  escribimos la fuente como

$$f_{MB}(\zeta_0, \epsilon_0)/\epsilon_0 = f_{MB}(\zeta_0, \epsilon) \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{T_0}\right) (\epsilon \epsilon_0)^{-1/2} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^{1/2}, \quad (18)$$

donde  $T_0 \equiv T(\zeta_0)$ . De esto se concluye que sólo en un rango pequeño de energía  $\epsilon_0 - \epsilon \sim T_0$  contribuye a la integral sobre  $\epsilon_0$ . Por lo tanto, al considerar partículas supratérmicas  $\epsilon \gg \epsilon_0 - \epsilon$ , se puede ignorar el último factor en el miembro derecho de la ecuación (18), y la variación con  $\zeta_0$  del término exponencial comparado con la contribución de  $f_{MB}(\zeta_0, \epsilon)$ . Además, por el mismo argumento se puede mostrar que  $\xi$  y  $\xi_0 \gg 1$  (Minotti & Ferro-Fontán 1990). De esta forma, una expresión asintótica conveniente para  $M(\epsilon, \epsilon_0)$  resulta (Sanmartín et al. (1992))

$$M(\epsilon, \epsilon_0) \simeq 2 \sin[p\gamma(t^2 - 1)^{1/2}] / \pi \gamma(t^2 - 1)^{1/2}, \quad (19)$$

donde  $p = (\epsilon_0/\epsilon)^2 - 1$  y  $t = \xi/\gamma$ , las que, al integrar en  $\epsilon_0$ , conducen en el límite  $s = \epsilon/T_0 \gg 1$  a la expresión

$$f_1(\epsilon, \zeta) = \left(\frac{6}{Z_*}\right)^{1/2} \int \frac{\partial}{\partial \zeta_0} \left( \frac{f_{MB}}{T_0} \right) \sqrt{\frac{B(\zeta)}{B(\zeta_0)}} \zeta \zeta_0 A_\nu(\zeta, \zeta_0) \frac{d\zeta_0}{\epsilon}, \quad (20)$$

$$A_\nu = \int_0^\infty J_\nu(k\zeta_0) J_\nu(k\zeta) \frac{k dk}{c^2 + k^2} = I_\nu(c \min(\zeta_0, \zeta)) K_\nu(c \max(\zeta_0, \zeta)), \quad (21)$$

donde  $c = (1 + 2s)^{1/2}(1 + 8\gamma + 2s)^{1/2}/(3Z_*)^{1/2}\epsilon^2$ .  $I_\nu$  y  $K_\nu$  son las funciones de Bessel modificadas. Para seguir adelante simplificamos estas funciones tomando su valor asintótico para argumentos grandes (Abramowitz & Stegun 1970). Esto está permitido en la región de plasma denso ( $r \leq 2.5R_{c0}$ ), donde se puede ver que  $c\zeta > 1$  para una partícula supratérmica ( $s \sim 6$ ). Sin embargo, la aproximación funciona razonablemente bien también en la región poco densa, hasta la baropausa, donde  $c\zeta \sim 1/4$ . El error para una partícula fuente originada en la región densa ( $c\zeta_0 = 6$ ) y un punto campo en  $5R_{c0}$  ( $c\zeta = 0.3$ ) es  $-2\%$ . Si la fuente está más cerca del mismo punto campo (este es el caso menos favorable), el error sube a  $\sim +20\%$ . En general, la aproximación se cumple dentro de una banda de precisión de  $\pm 10\%$ , pero empeora en el límite de validez del modelo (en el viento "no colisional"). Por lo tanto, tomamos

$$A_\nu = \frac{\exp[-c|\zeta_0 - \zeta|]}{2c\sqrt{\zeta_0\zeta}}. \quad (22)$$

Finalmente calculamos la corriente electrónica y el flujo de calor tomando el primer y segundo momento de  $f_1$  en la energía, respectivamente. Previamente diferenciamos  $f_{MB}/T_0$  en la ecuación (20). En este punto el campo eléctrico entra explícitamente a través de la derivada del potencial en  $\exp[-(\epsilon + e\phi_0)/T_0]$ . Para la corriente se obtiene

$$j(r) = \frac{8\pi}{3m_e^2} \int_0^\infty \epsilon f_1 d\epsilon = - \int \frac{dr_0 n_0}{4\pi(3m_e Z_* T_0)^{1/2}} \sqrt{\frac{B(r)}{B(r_0)}} [I(\theta) \frac{dT_0}{dr_0} + J(\theta) eE_r], \quad (23)$$

y para el flujo de calor,

$$q(r) = \frac{8\pi}{3m_e^2} \int_0^\infty \epsilon^2 f_1 d\epsilon = - \int \frac{dr_0 n_0 T_0}{4\pi(3m_e Z_* T_0)^{1/2}} \sqrt{\frac{B(r)}{B(r_0)}} [K(\theta) \frac{dT_0}{dr_0} + L(\theta) eE_r], \quad (24)$$

donde, para simplificar, se considera un campo eléctrico reducido, "no local"  $E_r$  de forma que  $eE_r = -e\phi'_0 + T_0 n'_0/n_0 - 5/2 T'_0$ , donde la prima denota la derivada respecto del argumento. Por otra parte, luego de diferenciar, el potencial  $\phi_0$  se impone igual a cero debido al carácter supratérmico de las partículas. En las ecuaciones (23)-(24), los factores  $\{J, L\}$  son las funciones de deslocalización definidas como



$$\{J(\theta), L(\theta)\} = 8\pi^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{\{1, s\}}{\sigma_z(s)} \exp[-s - \theta \sigma_z(s)] ds, \quad (25)$$

y

$$\sigma_z = cT_0^2 \simeq \left( \frac{4}{3Z_* s^2} + \frac{Z_* - 1}{Z_* s^3} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad \theta(\zeta_0, \zeta) = \left| \frac{\zeta_0 - \zeta}{T_0^2} \right|. \quad (26)$$

Los coeficientes de deslocalización del gradiente de temperatura  $\{I, K\}$  están dados por  $I(\theta) = 3J - 2\theta J'$  y  $K(\theta) = 4L - 2\theta L'$ . Estas funciones se obtienen de la comparación con los núcleos en AWBS. Para  $Z_* = 1$  las integrales en la ecuación (25) se puede expresar en términos de las funciones de Bessel modificadas  $K_{n+2}$ . Por ejemplo

$$L(\theta) = 16(2\pi)^{1/2} 3^{-1/4} \theta^{3/2} K_3(2^{3/2} 3^{-1/4} \theta^{1/2}). \quad (27)$$

En el límite colisional clásico, estas funciones se pueden considerar como distribuciones locales del tipo delta, cuyas integrales se relacionan de esta manera

$$\int_0^\infty I(\theta) d\theta = 5 \int_0^\infty J(\theta) d\theta, \quad \int_0^\infty K(\theta) d\theta = 6 \int_0^\infty L(\theta) d\theta. \quad (28)$$

El campo eléctrico se encuentra imponiendo la condición de corriente neta nula,  $j(r) = 0$ ; así se obtiene el valor local correcto  $eE_r = -5\nabla T_0$ . Sustituyendo este resultado en la ecuación del flujo de calor (24), se obtiene

$$q(r) = \frac{8\pi}{3m_e^2} \int_0^\infty \epsilon^2 f_1 d\epsilon = - \int \frac{dv_0 n_0 T_0}{4\pi(3m_e Z_* T_0)^{\frac{1}{2}}} L_B(\theta) \frac{dT_0}{dv_0}, \quad (29)$$

donde se definió  $L_B(\theta) = [B(r)/B(r_0)]^{1/2} L(\theta)$ .

En la situación no local extrema, la condición  $j(r) = 0$  es un balance de corrientes antagónicas en la ecuación (23), integrada a lo largo del camino libre medio térmico. Consistentemente, los núcleos se computan en  $\theta = 0$ . Usando estas corrientes promediadas en la expresión para  $q(r)$ , se obtiene nuevamente la ecuación (29), ya que se verifica fácilmente que  $K(0)/L(0) - I(0)/J(0) = 1$ . El uso de sólo un factor de deslocalización  $L(\theta)$  ya fue invocado por Sammartín *et al.* (1990) como un truco de interpolación conveniente para recuperar resultados exactos tanto en el límite local como en el extremadamente no local.

Aquí se han generalizado estas expresiones incluyendo un campo magnético radial inhomogéneo. A continuación se muestran algunos resultados numéricos y se discute el papel de esta teoría como el eslabón perdido entre la región dominada por las colisiones (donde el transporte clásico de SH es válido) y el transporte "no colisional".

### 2.3 Resultados

La expresión no local para  $q(r)$  deducida anteriormente, puede utilizarse para computar un modelo autoconsistente del viento solar interno. Sin embargo, tal tratamiento involucra necesariamente la consideración de un mecanismo de calentamiento desconocido. Por tal razón se prefirió en este capítulo explorar qué tipo de flujo conductivo no local podría esperarse partiendo de un punto de vista menos cuestionador, es decir, utilizando los perfiles radiales de observables físicos: densidad, temperatura, velocidad del viento, y flujo magnético. Se utilizaron tablas semiempíricas, computadas por Withbroe (1988) sobre la base de un modelo de un fluido, teniendo en cuenta el balance de energía radiativo, consistente con datos observacionales. A pesar de que estos datos han sido elaborados con ayuda de un marco teórico, los modelos usados no eran muy específicos, y creemos que los perfiles son, en gran medida, cercanos a la realidad.

De la integración numérica de la densidad, convenientemente interpolada de los valores tabulados, se construye una profundidad atmosférica  $\zeta$ . La función distancia  $\theta$ , en unidades de camino libre medio, junto con el perfil de campo magnético, y la definición en la ecuación (27), puede usarse para representar el núcleo deslocalizador  $L_B(\theta)$ , que se muestra en la Figura 1. Las distintas curvas corresponden a distintas localizaciones espaciales del punto campo ( $r = 2, 3, 4$  y  $6R_\odot$ ). Estos cálculos muestran que el integrando en la ecuación (29) cambia gradualmente de una función tipo delta para  $r \leq 2R_\odot$  (la región colisional) a una distribución no local extendida del tipo escalón, para  $r \geq 4R_\odot$ , sugiriendo un creciente dominio de las partículas desatrapadas reflejadas en un punto del espejo interno.



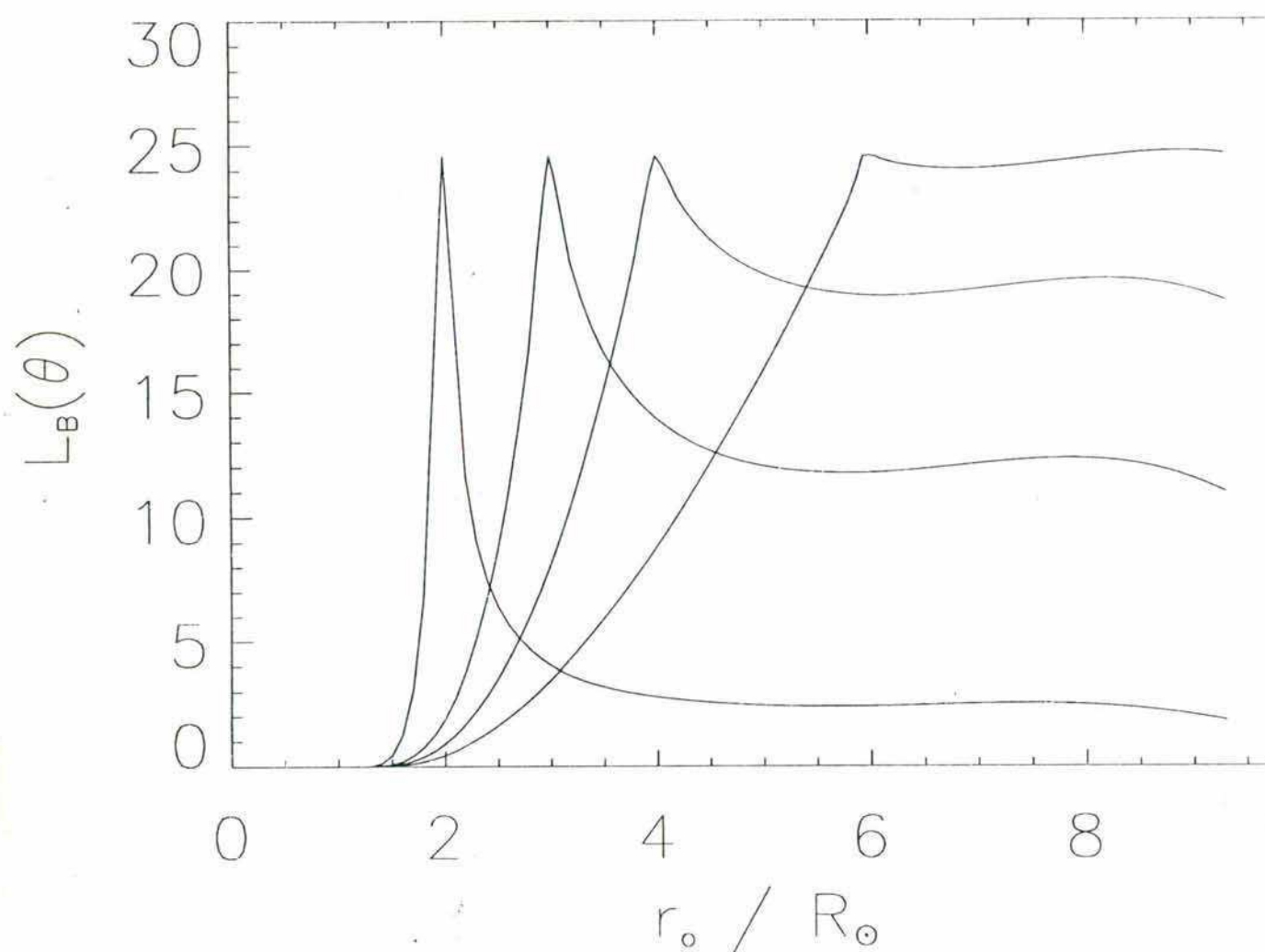


Fig. 1: Núcleo delocalizador  $L_B(\theta)$  como función de la distancia  $r_0$  para distintas localizaciones espaciales del punto campo  $r$ .

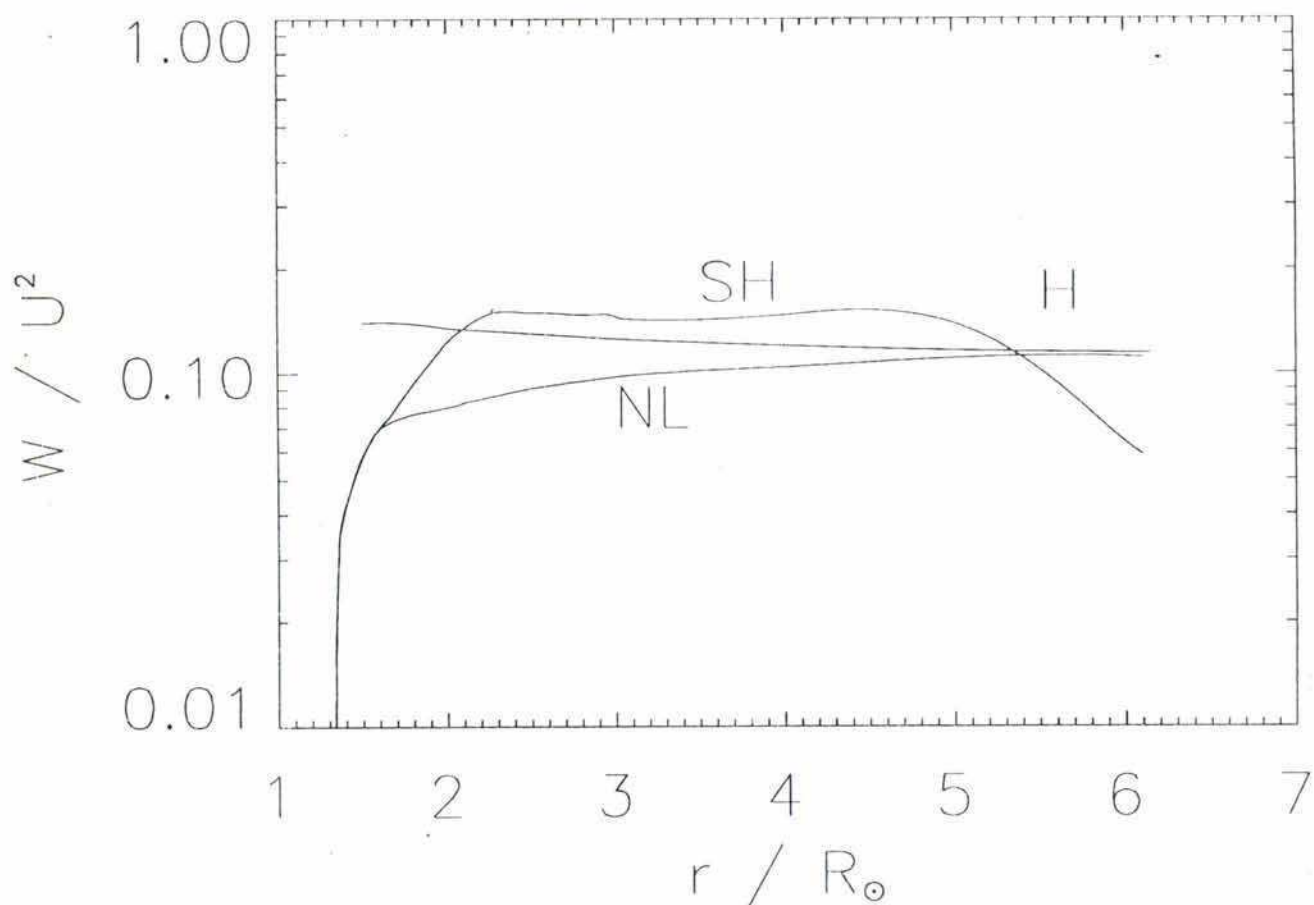


Fig. 2: Cociente entre el flujo de calor conductivo y el flujo de masa  $W$ , medido como función de  $U^2$ , vs. la distancia  $r[R_\odot]$ . La curva NL es la evaluación numérica de la ec.(29), la curva SH representa fórmula clásica de Spitzer-Härm, y H es la extrapolación del modelo de “free-streaming” de Hollweg con  $\alpha = 4$  ( Withbroe 1988).

Esta cola de alta energía determina la mayor parte del flujo de calor para  $r \geq 4R_\odot$ , mientras que para las capas internas  $q$  coincide con la fórmula local de Spitzer-Härm. Esto se ve en la Figura 2, donde se graficó el cociente  $W$  entre el flujo de calor conductivo, obtenido de diferentes modelos, y el flujo de masa. El cuadrado de  $U \simeq 675 \text{ km/sec}$ , la velocidad asintótica del viento, se utilizó para adimensionalizar los resultados. La curva SH es la ecuación de Spitzer-Härm (o la ecuación (29) con  $L_B(\theta) = L(0) \delta(\theta)$ ). La curva H



corresponde a una extrapolación de la fórmula de Hollweg para el flujo no colisional con  $\alpha = 4$ , y la curva NL es la integración numérica de la teoría no local (ecuación (29)). Se ve que la prescripción no local está en excelente acuerdo tanto con el régimen interno como el asintótico externo y que interpola suavemente el flujo entre los dos límites. Recordemos que en los modelos anteriores del viento solar se fuerza una transición débil discontinua entre la conducción de SH y la de Hollweg en el punto de intersección (cerca  $5R_\odot$  en la Figura 2). Sorprendentemente, la fórmula no local, matemáticamente descorrelacionada de la fórmula de Hollweg, aproxima a esta última con gran exactitud, a pesar de ser una teoría con un parámetro libre. Hay que enfatizar que la teoría no local no puede ser aplicada más allá de la baropausa. Sin embargo, su excelente acuerdo con  $qH$  (el flujo de Hollweg) en el angosto rango solapado es un buen indicio, ya que es bien conocido que el flujo de calor no colisional es compatible con las determinaciones *in situ* a  $1 UA$ , mientras que los modelos que emplean solamente la prescripción de SH no lo son (Withbroe 1988).

El hecho de que  $L_B(\theta)$  tenga un comportamiento del tipo escalón alrededor de  $r_0 \approx r(\geq 5R_\odot)$ , y el buen acuerdo de  $q_{NL}$  con  $qH$  en la misma región no es un resultado fortuito de nuestra teoría. En realidad, tomando el límite de la ecuación (27), se puede mostrar que  $L(0) = 8\sqrt{3\pi}$  y  $L'(0) = -8\sqrt{\pi}$ . Por otra parte, para  $r \geq 5R_\odot$ ,  $B(r) \sim r^{-2}$ . Consistentemente, la derivada logarítmica de  $L_B(\theta)$  se puede escribir como

$$\frac{d \ln L_B(\theta)}{dr_0} = \frac{1}{r} \pm \frac{1}{\lambda_T} \quad \text{para } r_0 = r, \quad (30)$$

donde  $r^{-1}$  se debe al factor magnético,  $\lambda_T$  es el camino libre medio térmico y el signo más (menos) corresponde a la pendiente interna (externa), respectivamente. Por lo tanto, en la baropausa  $r \sim \lambda_T$ , la escala de longitud externa se hace mucho mayor que la interna. Usando la aproximación  $L_B(\theta) \approx 8\sqrt{3\pi} \Theta(r_0 - r)$ , válida para  $r \geq 5R_\odot$ , se obtiene de la ecuación (29)

$$q(r) = - \int_r^\infty \frac{2 dr_0}{(\pi m_e Z_*)^{\frac{1}{2}}} \frac{n_0 T_0^{\frac{1}{2}}}{dr_0} \frac{dT_0}{dr_0}, \quad (31)$$

que puede ser integrado a lo largo de la politropa  $n_0 \sim T_0^{1/(\gamma-1)}$ , obteniendo

$$q(r) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{3}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} \right)^{-1} n T \left( \frac{T}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (32)$$

El índice politrópico  $\gamma = 8/7$  corresponde al comportamiento canónico  $T \sim r^{-2/7}$  con la conductividad de SH, y da una interpolación razonable a los perfiles de Withbroe en la región de interés. Entonces, se obtiene

$$q(r) = \frac{4}{17\sqrt{\pi}} n T \left( \frac{T}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{3}{2} n T v_{th,i} \left[ \frac{8}{51\sqrt{\pi}} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (33)$$

La última igualdad está en función de la velocidad térmica iónica, que es del mismo orden de magnitud que la velocidad del viento. El corchete es nuestra predicción “teórica” de factor  $\alpha$  de Hollweg. Para la composición usada en Withbroe (10% helio), la ecuación (33) da  $\alpha \approx 4$ , el mismo valor empleado por Withbroe (1988) y Leer *et al.* (1982).

En conclusión hemos resuelto la ecuación de Fokker-Planck para una subpoblación supratérmica de electrones, originada principalmente en las capas más profundas de la corona. La solución analítica se obtuvo mediante acertadas elecciones de las aproximaciones físicas y matemáticas. Se incluyó un flujo magnético divergente ya que es el ingrediente esencial para este problema. Se propuso una nueva expresión no local para el flujo de calor conductivo, que converge suavemente a la ecuación de Spitzer-Härm en las capas más densas y al flujo no colisional de Hollweg en la exósfera solar. Sin embargo, en este modelo, la distribución electrónica se tomó Maxwelliana en la base de la corona. En otras palabras, esta teoría parece describir adecuadamente la rápida distorsión que sufre la función de distribución en el rango de transición de  $2R_{\odot}$  to  $6R_{\odot}$ . El modelado cinético del viento externo se tratará en el capítulo 4.



## CAPITULO 3

### ESTUDIO DE UN MODELO DE PARTICULA DE PRUEBA PARA LOS ELECTRONES EN EL VIENTO SOLAR

#### 3.1 Introducción

Muchos problemas en astrofísica (por ejemplo ondas de choque en supernovas, rayos cósmicos, fulguraciones solares, viento solar) involucran la evolución de partículas cargadas bajo la acción de campos electromagnéticos y colisiones.

En un contexto distinto, varios autores (Wiley et. al (1980), Fuchs et al. (1986)) estudiaron la región del espacio de velocidades de la que los electrones escapan debido a un campo eléctrico acelerador. Estos trabajos mostraron que existen separatrices que gobiernan el movimiento de los electrones y, en consecuencia, se puede predecir si una partícula va a escapar del sistema debida al efecto "runaway" o si va a relajarse al núcleo de la función de distribución.

Para ilustrar este comportamiento y dar una primera aplicación, consideremos la evolución de electrones supratérmicos (i.e. aquellos cuya velocidad es  $\gg$  que la velocidad térmica de un electrón) en la baja corona solar. En una primera etapa supondremos que la atmósfera es isotérmica, y que la dependencia del campo electromagnético con la posición es suficientemente pequeña como para ser despreciada. En una sección posterior consideraremos tres modelos para el viento solar válidos hasta los primeros  $10R_{\odot}$ : el modelo de Olbert (1983), el desarrollado por Suess et al. (1991), y por último el más realista presentado por Withbroe (1988).

Estudiaremos el desarrollo de la anisotropía de la distribución electrónica mediante el análisis de las trayectorias de electrones en el espacio de velocidades, utilizando un modelo de partícula de prueba. Como resultado, encontramos que el movimiento de los electrones está gobernado por separatrices. Estas determinan si una partícula colapsará en el origen o si desarrollará velocidades paralelas (al campo magnético) cada vez más altas a la divergencia de las líneas de fuerza magnéticas.

Recientemente, algunos estudios basados en ecuaciones diferenciales estocásticas (MacKinnon & Craig 1991) y en modelos de partícula de prueba (Fuchs, Cairns, Lashmore-Davies, & Shoucri 1986; Hamilton, Lu, & Petrosian 1990) han podido describir exitosamente las

propiedades de los electrones energéticos en los plasmas magnetizados. Para apoyar los resultados del modelo de partícula de prueba, se realizaron simulaciones numéricas incluyendo efectos difusivos, que se presentan en la última sección.

### 3.2 Formulación del modelo

En esta tesis se estudian en detalle las trayectorias deterministas de los electrones en el espacio de fases, mostrando la existencia de diversos puntos singulares alrededor de los cuales se separan las trayectorias: algunas colapsan en el origen de la distribución, otras desarrollan velocidades paralelas cada vez mayores respecto de la velocidad térmica local (runaway), y otras son atrapadas debido al efecto combinado de los campos eléctrico y magnético.

Se aplicó el modelo a la corona solar, muy cerca de la superficie ( $2R_{\odot} \leq r \leq 10R_{\odot}$ ) introduciendo perfiles fenomenológicos para la densidad electrónica  $n_e$ , la temperatura electrónica  $T_e$ , y el campo magnético  $B$ , dados por tres modelos: Olbert (1983) (de aquí en más O83), Suess et al. (1991) (de aquí en adelante S91), y Withbroe (1988) (en adelante W88).

Las ecuaciones de partícula de prueba para un electrón en un plasma de hidrógeno y helio totalmente ionizado como el del viento solar, en presencia de campos electromagnéticos, son

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = \left| \frac{d \ln B}{dr} \right| \frac{v_{\perp}^2}{2} - \frac{|E_f|}{m} - \alpha v_{\parallel} \nu_s \quad (1)$$

$$v \frac{dv}{dt} = -\frac{|E_f|}{m} v_{\parallel} - v^2 \nu_c, \quad (2)$$

donde  $E_f$  es la fuerza eléctrica producida por separación de cargas (debido a que los iones son retenidos por la gravedad solar),  $m$  es la masa del electrón y  $v_{\parallel}$  y  $v_{\perp}$  son las velocidades paralela y perpendicular respecto del campo magnético, respectivamente. Las frecuencias de colisión asintóticas  $\nu_s$  and  $\nu_c$  se definen como  $\nu_s = \frac{4\pi e^3 n_e \ln \Lambda}{m^2 v^3}$  y  $\nu_c = 2\nu_s$ , con  $\ln \Lambda = 25$  el logaritmo de Coulomb, y  $\alpha = 2 + Z$ .

Estas ecuaciones son, en general, dependientes de la posición. Estamos interesados en un rango restringido, muy cerca de la superficie solar, donde la temperatura puede



aproximarse como constante (Withbroe 1988), ya que la relación entre la escala de longitud macroscópica para la temperatura y el campo magnético es  $H_T = |\frac{1}{d \ln T / dr}| \gg H_B = |\frac{1}{d \ln B / dr}|$ . Las ecuaciones de movimiento para las componentes longitudinal y transversal de la velocidad en forma adimensional pueden expresarse como

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} + \epsilon - f \frac{v_{\perp}^2}{2} + \alpha \frac{v_{\parallel}}{v^3} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} v_{\perp} + \frac{v_{\perp}^2}{2} v_{\parallel} f + \frac{2}{v} - \frac{\alpha v_{\parallel}^2}{v^3} = 0, \quad (4)$$

donde todas las velocidades están ahora en unidades de la velocidad térmica  $v_e = (T_e/m)^{1/2}$ , y  $t \rightarrow t\tilde{\nu}_s$ , donde  $\tilde{\nu}_s = \nu_s(v = v_e)$ . Se definen las cantidades adimensionales  $\epsilon = E_f/(mv_e\nu_s)$ , y  $f = (d(\ln B)/dr) v_e/\tilde{\nu}_s$ .

### 3.3 Un caso simple: baño uniforme

Para simplificar el problema, supongamos que el plasma en que están inmersos los electrones es uniforme. Por razones prácticas, elegimos trabajar en el espacio  $(v_{\parallel}, v_{\perp}^2/2)$ . El sistema de ecuaciones (3) y (4) tiene puntos singulares que son la intersección de los contornos singulares  $\dot{v}_{\parallel} = 0$  y  $\dot{v}_{\perp} = 0$ , donde el punto denota derivada respecto de  $t$ . Estos puntos tienen diferente naturaleza, según la relación entre  $f$  y  $\epsilon$ , que son funciones de la posición y dependen de los perfiles de campo magnético, de la densidad y temperatura (esto no es incompatible con la suposición de plasma uniforme si el camino libre medio es menor que las longitudes características de variación de  $f$  y  $\epsilon$ , lo cual se cumple cerca de la superficie solar).

Para ganar más claridad, primero consideremos los siguientes casos asintóticos (donde se ha definido  $x = v_{\parallel}$  e  $y = v_{\perp}^2/2$ ):

**Caso 1**  $f \gg \epsilon^2$

$$x^2 \simeq \frac{1}{\epsilon}, \quad y^2 = 0$$

Las soluciones restantes son complejas en este plano.

Caso 2a  $f \ll \epsilon^2$

$$x^2 \simeq \frac{f}{2\epsilon^3}, \quad y^2 \simeq \frac{2\epsilon}{f}$$

Las soluciones restantes son complejas. El punto hallado es un atractor elíptico, sugiriendo que los electrones son atrapados entre el espejo magnético y la barrera electrostática (Hollweg 1976, Pierrard & Lemaire 1996). Las partículas cerca del punto fijo son aceleradas hacia la izquierda por el campo eléctrico, mientras que el campo magnético transfiere movimiento en la dirección transversal de la velocidad, por lo que quedan “rebotando”. No obstante, a pesar de la energía involucrada, estas partículas no son estadísticamente representativas de la corona solar, ya que allí  $f/\epsilon^2 \approx 1$ . La Figura 1 muestra trayectorias en el espacio  $(v_{\parallel}, v_{\perp}^2/2)$  para el caso  $f/\epsilon^2 = 0.125$ .

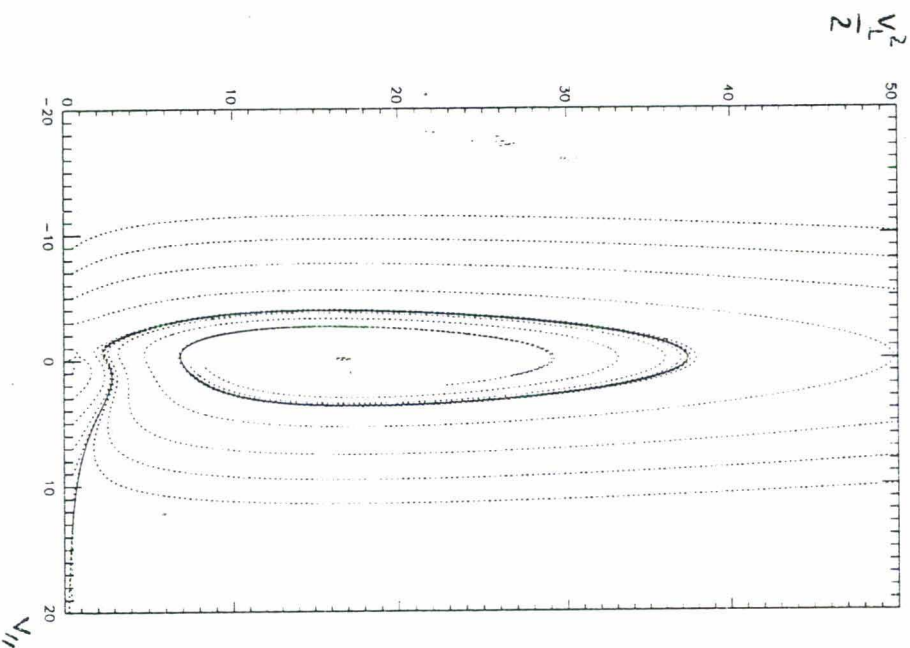


FIG. 1



Caso 2b  $f \rightarrow 0$ . Esto significa que el campo magnético puede suponerse uniforme (es decir, no hay espejo magnético).

$$x^2 = 0, \quad y \rightarrow \infty$$

$$x^2 \simeq \pm \frac{1}{\sqrt{3\epsilon}}, \quad y^2 \simeq \pm \frac{2}{\sqrt{3\epsilon}}$$

En este caso debemos recobrar la solución de Fuchs et al.(1986) para valores convenientes de los parámetros  $\epsilon$  y  $Z$ . Efectivamente, para  $\epsilon = 0.04$  y  $Z = 1$  el primer punto no puede verse en la Figura 5 de Fuchs debido a que la energía perpendicular es infinita. Se recupera el punto de ensilladura en esa figura. Los otros dos puntos restantes son soluciones complejas. La Fig. 2 muestra la dinámica para  $f = 0$  y  $\epsilon = 0.5$ . En nuestro problema, el campo eléctrico tiene dirección opuesta al sol, al contrario del problema de Fuchs. De acuerdo con ello, y no existiendo un espejo magnético, los electrones caen en la dirección solar.

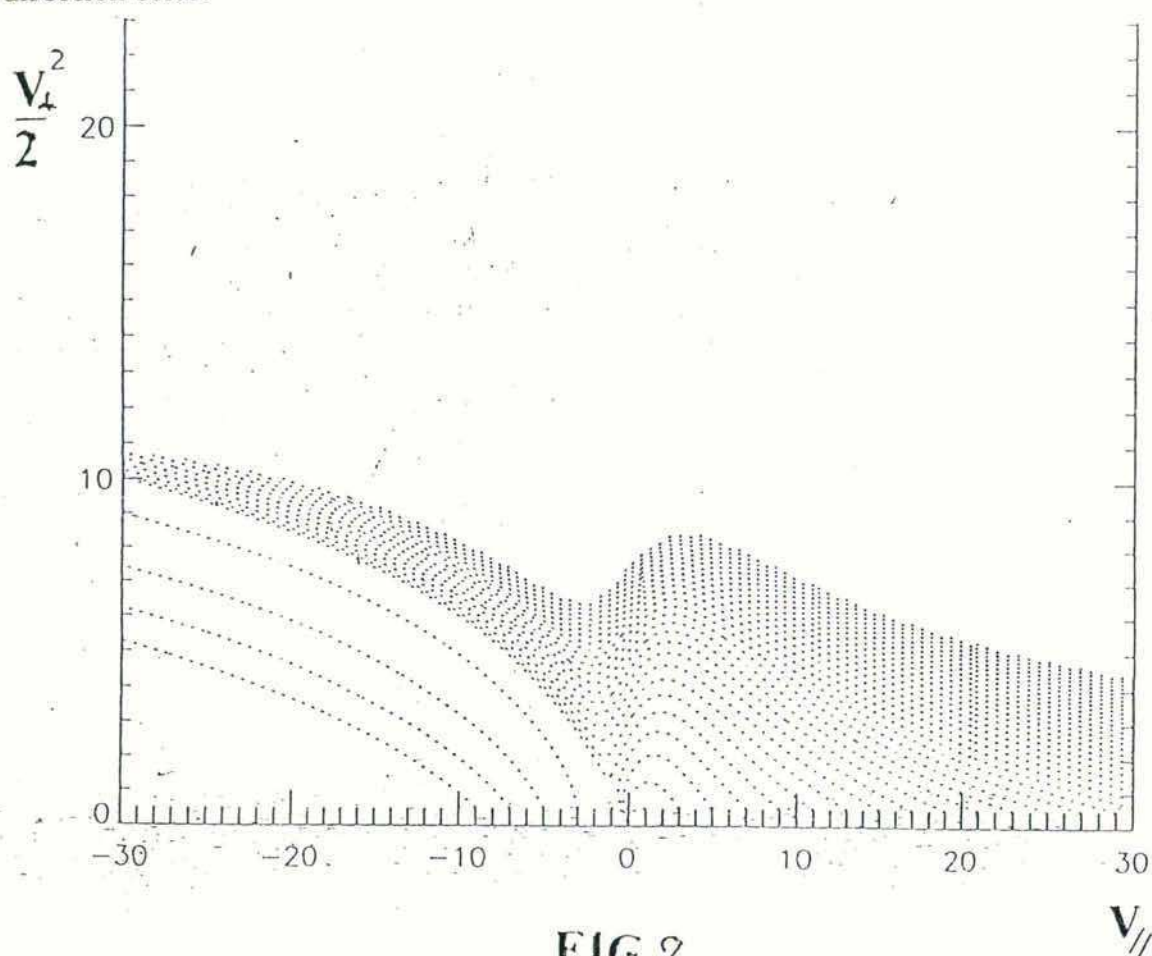
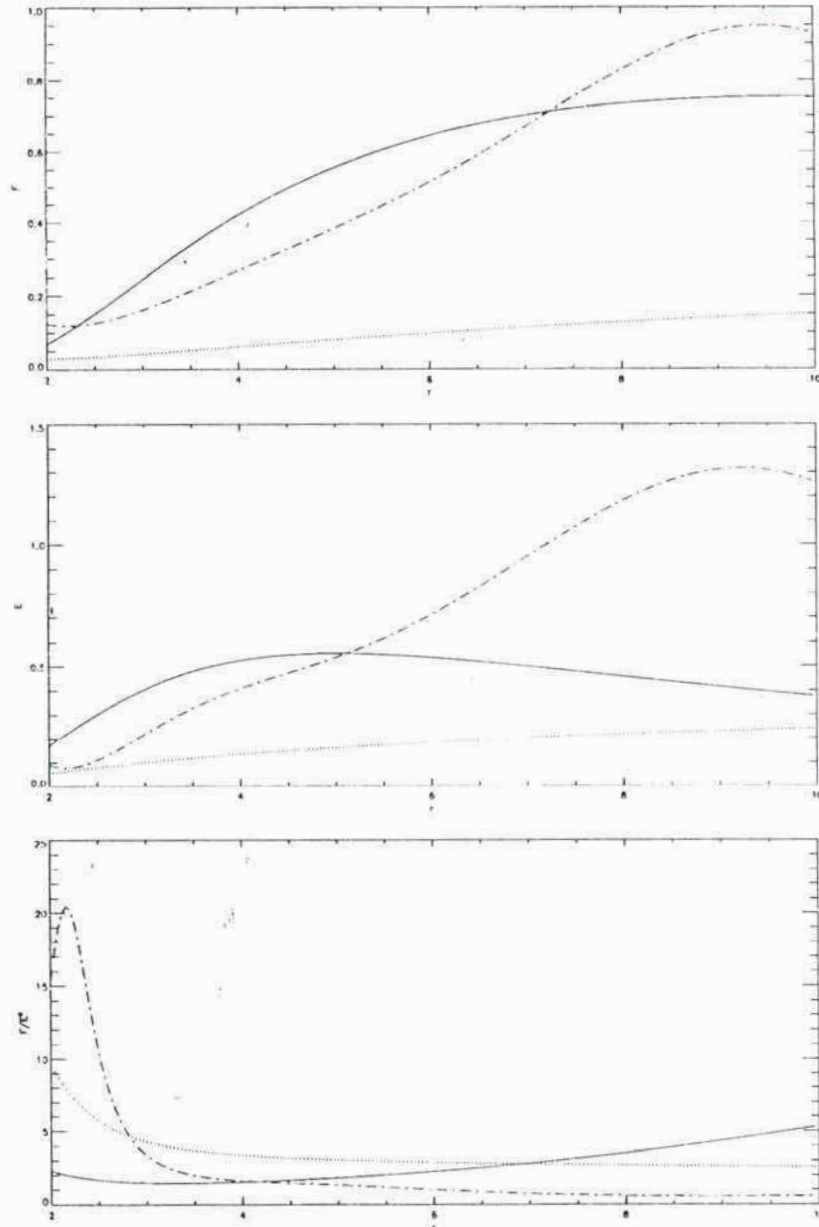


FIG 2

### 3.4 Modelos del Viento Solar

Veamos ahora las distintas situaciones que pueden presentarse en los escenarios de los tres perfiles semiempíricos del viento solar: O83, W88, y S91.



FIGS. 3 a,b,c: -.- corresponde a W88, la línea llena corresponde a S91 ( $\alpha = 9.98$ ) y .... representa a O83

En las Fig. 3a,b,c se muestran  $\epsilon$ ,  $f$  y el cociente  $f/\epsilon^2$  como funciones de la distancia heliocéntrica  $r$ . Es fácil ver que la introducción de las cantidades dependientes de la distancia no conservarán necesariamente la dinámica estudiada en los casos asintóticos que

mostramos anteriormente, y que la situación real es bastante compleja. Valores razonables de  $f$  son  $\leq 1$ .

Siguiendo a Lemaire & Scherer (1970), las trayectorias pueden dividirse en 4 clases, dependiendo de su velocidad y ángulo de vuelo: atrapadas, entrantes, filtradas y balísticas.

Las partículas balísticas emergen de la barosfera (zona dominada por las colisiones), pero no tienen energía cinética suficiente o son reflejadas magnéticamente hacia la exosfera y no pueden escapar. Estas partículas espiralan hacia la exosfera y vuelven a caer. Las partículas filtradas son las que salen de la barosfera, y tienen suficiente energía cinética y un ángulo de vuelo tal que se terminan perdiendo en el medio interplanetario. Las partículas entrantes son aquellas que provienen del espacio interplanetario y que son reflejadas en la exosfera y que a veces pueden entrar en la barosfera. Finalmente, las partículas atrapadas rebotan entre el espejo magnético y la barrera de potencial electrostático en la exosfera. Cada clase de partícula contribuye a la densidad, al flujo de partículas, al tensor de presión y al flujo de energía. Esta clasificación es útil para entender la figura siguiente.

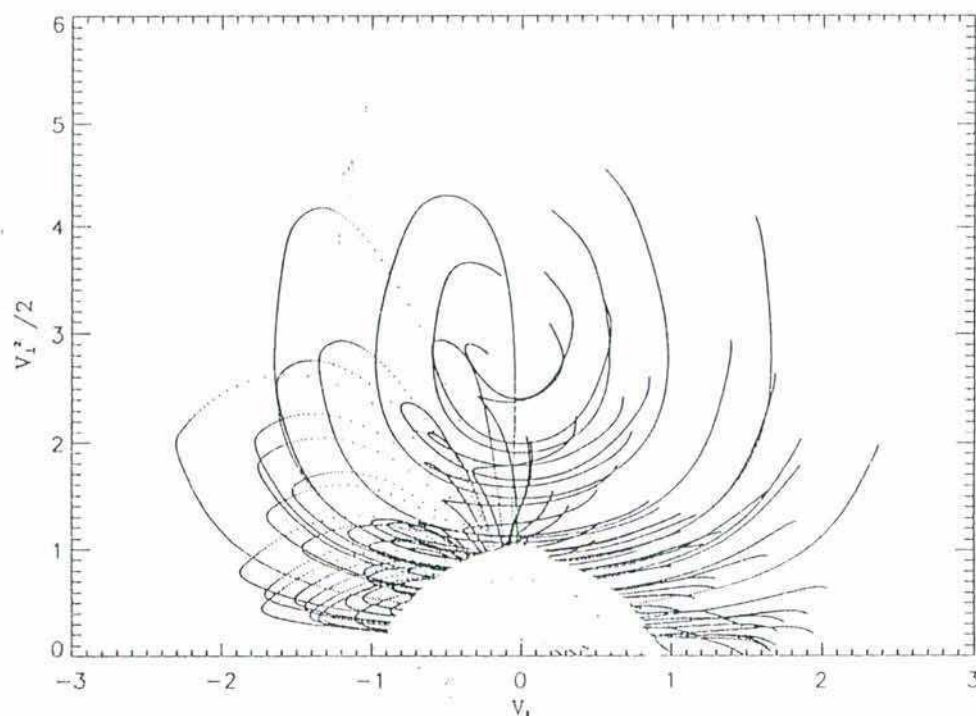


FIG. 4



paralela  $dr/dt = v_{\parallel}$ , para el modelo W88. Esta simulación se obtuvo tomando condiciones iniciales de velocidad al azar de una distribución gaussiana, en dirección saliente al sol. Se observa que algunas partículas con  $v_{\parallel} > 0$  son frenadas por el campo eléctrico, posteriormente aumentan su velocidad transversal mientras son frenadas por el espejo magnético, para terminar termalizándose (partículas con "lazo"). Existe una separatriz a partir de la cual las partículas con suficiente velocidad paralela pueden escapar del espejo, pero se halla fuera de la figura y será analizada con detalle más adelante. La razón por la cual en este gráfico no se ven partículas "filtradas" yace en que, hasta aquí, no hemos considerado dependencia de la temperatura con la posición, que es justamente lo que hace que una partícula caliente proveniente de una región interior con mayor temperatura, pueda remontar la barrera electrostática (que es proporcional a la temperatura local (ver ec. (6)) y escapar. En la próxima sección, este efecto es considerado y se explicará con todo detalle. Se han excluido de la figura las trayectorias en la región de velocidad térmica, ya que los coeficientes de colisión usados no son válidos allí. En la próxima sección esta aproximación ha sido relajada.

### 3.5 El modelo de filtrado de velocidad

En esta sección utilizaremos un modelo de partícula de prueba para estudiar la región donde se desarrolla el fenómeno de filtrado en el viento solar, donde se supone que  $v_{\parallel}^2 \gg v_{\perp}^2$  para los electrones (donde  $\parallel$  y  $\perp$  se toman con respecto al campo magnético  $B$ ), como resultado del balance entre las fuerzas eléctricas, magnéticas y la fricción experimentada por el electrón de prueba sobre los electrones y iones (Fuchs et al. 1986). Aplicamos el modelo a la corona solar introduciendo perfiles fenomenológicos para la densidad electrónica  $n_e$ , la temperatura electrónica  $T_e$ , el campo magnético  $B$ , y el potencial electrostático  $\phi$  dado en Olbert (1983), donde  $x = r/(1.03R_{\odot})$  (en rigor, nuestra  $n_e(x)$  fue modificada para que fuera integrable en  $x$ )

$$n_e(x) = 8 \times 10^4 \exp(7/x)/x^2 \quad \text{cm}^{-3}; \quad T_e(x) = 7(n(x)/2)^{0.185} \quad \text{eV}. \quad (5)$$

$$\phi(x) = c_1 T_e \quad \text{eV}; \quad B(x) = 2.2/x^2 (1 + 47/x^6)^{1/2} \quad \text{gauss}, \quad (6)$$

donde  $c_1 = (1 + 1/0.185)$ , para equilibrar el gradiente de presión con la fuerza eléctrica. Las ecuaciones de partícula de prueba para una plasma de hidrógeno totalmente ionizado como el de la corona solar, en presencia de un campo electromagnético son

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\frac{d\ln B}{dr} \frac{v_{\perp}^2}{2} + \frac{c_1}{m} \frac{dT_e}{dr} - v_{\parallel} \nu_s \quad (7)$$

$$v \frac{dv}{dt} = \frac{c_1}{m} \frac{dT_e}{dr} v_{\parallel} - v^2 \nu_e, \quad (8)$$

donde  $m$  es la masa del electrón. Las frecuencias de colisión  $\nu_s$  y  $\nu_e$  se definen como  $\nu_s = \frac{(2+Z)4\pi e^4 n_e \ln \Lambda}{m^2 v^3}$  y  $\nu_e = 2 \frac{4\pi e^4 n_e \ln \Lambda}{m^2 v^3}$ , siendo  $\ln \Lambda = 25$  el logaritmo Coulombiano.

Estas ecuaciones son, en principio, dependientes de la posición. En particular estamos interesados en un rango restringido de la posición, no lejos de la superficie solar. Cambiando de variables, de forma que  $\frac{-d\zeta}{dr} = \pi e^4 \ln \Lambda (6Z)^{1/2} n_e$ , siendo  $\zeta$  una medida de la profundidad atmosférica y  $Z$  el número de carga electrónico, las ecuaciones de movimiento pueden ser expresadas en forma normalizada como

$$\frac{d\ln T_e}{d\ln \zeta} \left( c_1 - \frac{v_{\parallel}^2}{2} \right) - v_{\parallel} \frac{dv_{\parallel}}{d\ln \zeta} - \frac{d\ln B}{d\ln \zeta} \frac{v_{\perp}^2}{2} + \frac{\zeta 4(2+Z)}{T_e^2 (6Z)^{1/2}} \frac{v_{\parallel}}{v^3} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{d\ln T_e}{d\ln \zeta} \left( c_1 - \frac{v^2}{2} \right) - v \frac{dv}{d\ln \zeta} + \frac{8\zeta}{v v_{\parallel} T_e^2 (6Z)^{1/2}} = 0, \quad (10)$$

donde todas las velocidades se adimensionalizaron con  $v_e = (T_e(r)/m)^{1/2}$ .

En la región de interés, esto es, hasta aproximadamente  $4R_{\odot}$ , el campo magnético fenomenológico puede aproximarse por  $B \propto \zeta$ . Para obtener un sistema autónomo, podemos usar el hecho de que  $\frac{\zeta}{T_e^2 (6Z)^{1/2}} \simeq 5$  y  $d(\ln(T_e)) / d(\ln(\zeta)) \simeq \frac{3}{10}$ , que corresponde a los valores  $r \simeq 3R_{\odot}$ . Estos valores no cambian significativamente dentro de unos pocos radios solares, y se puede demostrar que el comportamiento de las partículas no varía crucialmente hasta unos  $4R_{\odot}$ . Usando estas aproximaciones, finalmente se obtiene

$$\frac{3}{10} \left( c_1 - \frac{v_{\parallel}^2}{2} \right) - v_{\parallel} \frac{dv_{\parallel}}{d\ln \zeta} - \frac{v_{\perp}^2}{2} + 60 \frac{v_{\parallel}}{v^3} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{3}{10}\left(c_1 - \frac{v^2}{2}\right) - v \frac{dv}{dln\zeta} + \frac{40}{vv_{\parallel}} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{40}{vv_{\parallel}} - 60\frac{v_{\parallel}}{v^3} + \frac{7}{20}v_{\perp}^2 - v_{\perp} \frac{dv_{\perp}}{dln\zeta} = 0, \quad (13)$$

donde la tercera ecuación se deriva a partir de las ecuaciones (11) y (12) y muestra la evolución de  $v_{\perp}$  con  $\zeta$ .

La diferencia fundamental con el modelo presentado en la sección anterior se evidencia claramente en las ecuaciones (11)-(13). Debido a que ahora tomamos en cuenta la dependencia de la velocidad térmica con la posición aparece un término extra en las ecuaciones (11) y (12) comparadas con las (1) y (2). El primer término entre paréntesis en las primeras, se puede interpretar de la siguiente forma: cuando la partícula tiene suficiente velocidad paralela, puede superar al término correspondiente a la barrera de potencial electrostático (“ $c_1$ ”), logrando filtrarse y escapar. Cuando no le alcanza la velocidad, entonces quedará atrapada entre el espejo magnético y la barrera electrostática.

El sistema de ecuaciones (11) y (13) tiene un punto singular en el espacio  $(v_{\parallel}, v_{\perp}^2/2)$ , el cual es la intersección de los contornos singulares  $\dot{v}_{\parallel} = 0$  y  $\dot{v}_{\perp} = 0$ , donde el punto denota derivada respecto de  $ln\zeta$ . Este punto, que es de ensilladura y tiene coordenadas  $V_s \simeq (5, 1)$  (para el valor de  $c_1$  adoptado), determina dos separatrices que permiten reconocer si una partícula va a desarrollar filtrado o no. Las trayectorias límite de las partículas que pasan por ese punto son las separatrices  $S_1$  y  $S_2$ . Esto se muestra en la Figura 5.



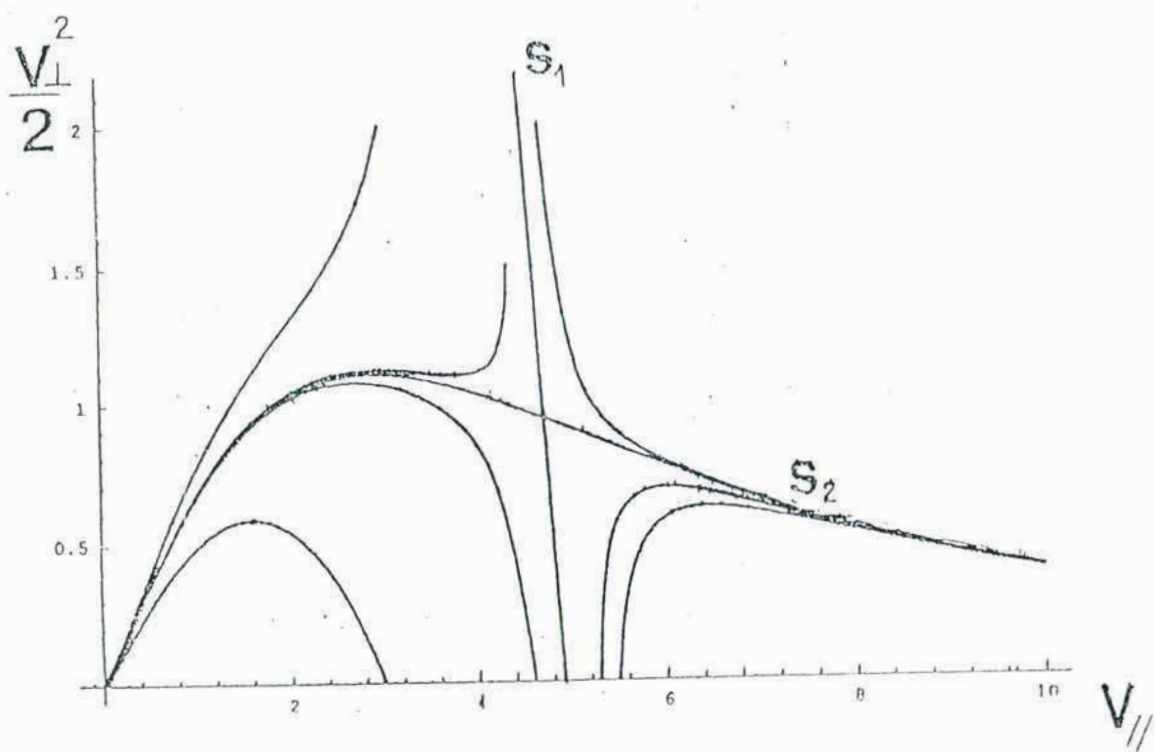


FIG 5

Se ve que la separatriz  $S_1$  está relacionada con el efecto de filtrado producido por el campo eléctrico, en tanto que  $S_2$  muestra la dinámica característica del momento magnético conservado cuando las líneas de campo son divergentes. Las partículas con  $v_{\parallel} > 5$  son sistemáticamente filtradas, con la colaboración del espejo magnético, a mayores velocidades longitudinales, formando una cola. Esto se debe al hecho de que tales partículas provienen de una región a mayor temperatura que la local, y su energía cinética longitudinal domina a la energía electrostática en el término  $(c_1 - v_{\parallel}^2/2)$ . Exactamente este hecho se refleja en los cálculos analíticos cinéticos del capítulo 2.

De la misma forma que en los modelos exosféricos (Lemaire & Scherer 1974), podemos clasificar a las partículas de acuerdo a su comportamiento. En general, el punto singular separará las trayectorias de las partículas de esta forma: aquellas en su vecindad, guiadas por la separatriz  $S_2$ , escapan hacia el exterior, o convergen hacia  $v = 0$ , es decir, hacia el núcleo de la distribución para terminar termalizadas. No obstante, los electrones que siguen trayectorias cercanas al punto de ensilladura con  $v_{\parallel} < 5$  podrían cruzar la separatriz  $S_1$  debido a la difusión colisional, y por lo tanto también pueden filtrarse o viceversa. Cabe enfatizar que no podemos sacar conclusiones sobre la energía del sistema a partir de este diagrama, ya que no se debe olvidar que las velocidades están referidas a la velocidad térmica local.

El modelo de partícula de prueba describe trayectorias promediadas en ausencia de la difusión colisional. Para incluir este efecto, se debería resolver la ecuación de Fokker-Planck. Sin embargo, aún podemos utilizar el modelo para analizar el comportamiento de la velocidad perpendicular  $F$  y de la temperatura perpendicular  $T_{\perp}$  de la distribución  $f$  en la región de filtrado, siendo

$$F = 2\pi \int dv_{\perp} v_{\perp} f = \langle f \rangle$$

y.

$$T_{\perp} = \frac{\langle v_{\perp}^2 f \rangle}{2F}.$$

Aquí  $F$  es la función de distribución "paralela" y  $T_{\perp}$  es la temperatura perpendicular

efectiva, que es una medida del ensanchamiento de la distribución debida a difusión en el ángulo de vuelo.

Para estimar la función de distribución paralela  $F$  en la región de filtrado, se aplicó la condición de conservación del flujo de partículas en el espacio de velocidad  $\langle f \dot{v}_{\parallel} \rangle = c_2$  en la ecuación (7), donde  $\dot{v}_{\parallel}$  denota la aceleración a lo largo de  $B$ . Conviene recordar que, por la normalización utilizada, el operador de derivación temporal en la ecuación (7) es  $v_{\parallel}(d/d\ln\zeta + 3/20)$ . Después de multiplicar por  $f$  e integrar sobre  $v_{\perp}$ , se obtiene

$$\frac{3F}{10}c_1 + 60v_{\parallel} \langle f/v^3 \rangle - \frac{1}{2} \langle f v_{\perp}^2 \rangle = c_2, \quad (14)$$

donde  $c_2$  es una constante.

En la región de filtrado, es razonable suponer (Wiley, Choi & Horton 1980)

$$f \simeq (F/2\pi T_{\perp}) \exp(-v_{\perp}^2/2T_{\perp}). \quad (15)$$

Con esta definición es posible realizar las integraciones sobre  $v_{\perp}$

$$\left( \frac{3}{10}c_1 + v_{\parallel} \frac{60}{T_{\perp}} \int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp} \exp(-v_{\perp}^2/2T_{\perp}) v^{-3} - \frac{1}{2T_{\perp}} \int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp}^3 \exp(-v_{\perp}^2/2T_{\perp}) \right) F = c_2.$$

Para  $v_{\parallel}^2 > 2T_{\perp}$  se puede evaluar la primera integral como

$$\int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp} \exp(-v_{\perp}^2/2T_{\perp}) v^{-3} \simeq \frac{T_{\perp}}{v_{\parallel}^3 a_3},$$

donde  $a_3 = 1 + 3 \frac{T_{\perp}}{v_{\parallel}^2}$ .

Por lo tanto, finalmente se obtiene

$$F \simeq c_2 \frac{1}{\frac{3}{10}c_1 + \frac{60}{v_{\parallel}^2(1+3T_{\perp}/v_{\parallel}^2)} - T_{\perp}}. \quad (16)$$

En cuanto a  $T_{\perp}$ , podemos estimarla a partir del diagrama de partícula de prueba. Como sugiere Fuchs y colaboradores (1986), la altura de la separtriz  $S_2$  es una medida de  $T_{\perp}$  en la región de filtrado.



Eliminando la variable temporal de las ecuaciones (11) y (13), llegamos a la siguiente ecuación diferencial

$$\frac{dy}{dz} - 20 \frac{(z + 2y)}{p} + 30 \frac{z}{p} = 0, \quad (17)$$

donde  $z = v_{\parallel}^2$ ,  $y = v_{\perp}^2$  y  $p = \frac{3}{10}(c_1 - y)(z + 2y)^{3/2} z^{1/2} + 60z$ . En el límite asintótico  $z \gg y$ ,  $p \simeq 3c_1 z^2/10$ . Luego de algunas aproximaciones en este límite se obtiene la integral

$$y(v_{\parallel}) = \frac{2 \times 10^4}{7v_{\parallel}^6} + \frac{100}{v_{\parallel}^2} + \frac{4737}{v_{\parallel}^{14/3}} - \frac{3840}{v_{\parallel}^4}. \quad (18)$$

Si aproximamos  $T_{\perp} \simeq y/2$ , se obtiene la siguiente expresión para  $T_{\perp}(v_{\parallel})$

$$T_{\perp} = 0.5 \left( \frac{2 \times 10^4}{7v_{\parallel}^6} + \frac{100}{v_{\parallel}^2} + \frac{4737}{v_{\parallel}^{14/3}} - \frac{3840}{v_{\parallel}^4} \right), \quad (19)$$

que está en excelente acuerdo con los resultados numéricos.

En su trabajo de 1992, Scudder (1992) desarrolló la teoría del “efecto de filtrado de velocidad”, la cual explica las altas temperaturas observadas en la corona solar. Suponiendo que la función de distribución en la cromósfera no es Maxwelliana sino una función kappa (Cauchy generalizada) de índice  $\kappa = 2.5 - 7$ , la dispersión de la función de distribución y la temperatura del plasma crecen desde 10000 K en la cromósfera hasta  $1 - 2 \times 10^6$  K en la corona solar sin necesidad de deposición de calor a una altura superior. Brevemente, esto se debe a lo siguiente. La temperatura de una distribución está asociada a la pendiente  $|\partial \ln f / \partial \epsilon_k|^{-1}$ , donde  $\epsilon_k$  es la energía cinética de las partículas, y es una constante independiente de  $\epsilon_k$  si la distribución es maxwelliana. Pero en una distribución de Cauchy, la cola tiende a cero con lentitud creciente a medida que  $\epsilon_k$  aumenta, es decir, la temperatura “local” (en el espacio de velocidades) de la distribución diverge sin límite cuanto más veloces son las partículas. Cabe aclarar que distribuciones con extensas colas supratérmicas son la norma, más que la excepción, en plasmas que han transitado por alguna etapa turbulenta. Así, Scudder supone que ya en la región de transición las distribuciones están bien representadas por una función kappa. El segundo ingrediente de su teoría es el filtrado de energías cinéticas, que realiza el potencial electrostático para electrones, y

el campo gravitatorio para iones. Al eliminar del viento a las partículas con energía insuficiente para sobrepasarlas, ambas barreras de potencial seleccionan automáticamente las subpoblaciones más calientes de la distribución kappa. Las altas temperaturas coronales son, de acuerdo con este trabajo, una consecuencia directa del efecto de filtrado de la velocidad. Pierrard & Lemaire (1996) aplican este mismo efecto en la ionósfera, explicando los gradientes de temperatura iónicas y electrónicas observados mediante una distribución kappa. Pero Hollweg (1992) bien ha señalado que el problema real consiste en cómo *mantener* la elevada temperatura de la corona frente a las pérdidas radiativas, la conducción térmica y la propulsión del viento.

En los modelos de partícula de prueba presentados en este capítulo se muestra, con distinto grado de complejidad, cómo funciona la dinámica del filtrado de velocidad, pero en consonancia con la observación de Hollweg, la temperatura del viento es considerada un parámetro fijado por un modelo global de calentamiento y transporte coronal (Withbroe 1988). La justificación de este proceder está en que, sin bien creemos que el filtrado no puede resolver la cuestión esencial de cómo adquiere el viento su energía, en cambio sí aporta información importante sobre detalles de la función de distribución, los cuales permiten comprender aspectos cruciales del transporte, como el flujo térmico. Este problema fue resuelto analíticamente en el capítulo 2, en un régimen semicolisional, suficiente para empalmar con la fórmula empírica de Hollweg que se utiliza en el viento, pero está claro que la extensión de la cinética al régimen sin colisiones necesita un enfoque más fundamental. En opinión de Marsch (1994) el “lograr una descripción adecuada del flujo de calor electrónico y de la cola de alta energía es un desafío mayor para los modelos futuros del viento solar”.

Adicionalmente, los detalles de la función de distribución de las partículas filtradas son el ingrediente básico para un estudio de las inestabilidades que regulan el intercambio de energía entre partículas y campos en la región sin colisiones, es decir, el desarrollo de turbulencia que en el capítulo siguiente se aborda en aproximación cuasilineal.

### 3.6 Una simulación con difusión

Para apoyar los resultados previos basados en la formulación de partícula de prueba,



e incluir los efectos de la difusión colisional, se desarrolló un código numérico que resuelve un sistema de ecuaciones diferenciales estocásticas acopladas equivalentes a la ecuación de Fokker-Planck (MacKinnon & Craig 1991)

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \mu v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{f(1-\mu^2)}{mv} \left( E_f - \frac{mv^2}{2} \frac{\partial \ln B}{\partial r} \right) \right) + \frac{\mu E_f}{mv^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^2 f) = \\ \frac{C}{v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( (1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + \frac{C}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (f) + \frac{D_{\parallel}}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial v} \right), \end{aligned} \quad (20)$$

donde  $\mu = v_{\parallel}/v$ ,  $m$  es la masa del electrón,  $T_e$  es la temperatura electrónica,  $B$  es el campo magnético,  $C = \frac{4\pi e^4 \ln \Lambda n(r)}{m^2}$  y  $D_{\parallel} = C v_e^2$ .

Queremos resolver la ecuación de estado estacionaria para la función de distribución de las partículas, aplicadas a los electrones con distribución  $f(x, v, \mu)$ . Incluimos efectos colisionales en el plasma y un campo electromagnético no uniforme.

La ecuación de Fokker-Planck puede escribirse en forma conservativa como en Hamilton, Lu & Petrosian (1990)

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial (A_i f)}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (B_{ij} f) \quad (21)$$

donde  $A$  es un vector que contiene a los términos de deriva y  $B$  es un tensor que contiene a los términos difusivos.

Siguiendo a Fletcher & Brown (1995) resolver la ecuación dependiente del tiempo para la función de distribución con una condición de contorno y luego integrarla en el tiempo es formalmente equivalente a resolver el estado estacionario con una fuente igual a la parte espacial de la función de entrada.

De acuerdo con la teoría standard (Gardiner 1985), la ecuación de Fokker-Planck es formalmente equivalente al sistema de ecuaciones estocásticas

$$\begin{aligned} \mathbf{V} = \sqrt{\frac{2c_T dt}{v}} \{r_1(t), r_2(t), 0\} + (v + \sqrt{\frac{2c_F dt}{v}} r_3(t) - 3c_F dt) \{0, 0, 1\} + \\ dt \frac{d \ln B}{dx} \frac{v^2}{2} \sqrt{1-\mu^2} (\sqrt{1-\mu^2} \mathbf{b}_1 + \mu \mathbf{b}_2) + E_f dt \mathbf{b}_1, \end{aligned} \quad (22)$$



donde  $\mathbf{V}$  es una actualización de la velocidad de una partícula que se está moviendo inicialmente en la dirección  $0, 0, 1$ . En esta expresión  $\mathbf{b}_1 = \{0, \sqrt{1 - \mu^2}, \mu\}$ ,  $\mathbf{b}_2 = \{0, \mu, -\sqrt{1 - \mu^2}\}$  son versores paralelo y perpendicular al campo magnético, respectivamente,  $E_f \simeq -0.03$  es la aceleración debida al campo eléctrico, y  $c_F$  y  $c_T$  representan los coeficientes colisionales de difusión longitudinal y transversal, respectivamente, definidos como (Marsch & Livi 1985)

$$c_F \simeq \begin{cases} 0.2375v - 0.0688v^2, & \text{si } v < 3; \\ \frac{1}{v^2}, & \text{de otra forma;} \end{cases}$$

$$c_T \simeq \begin{cases} 0.5686v - 0.0910v^2, & \text{si } v < 3; \\ 1, & \text{de otra forma,} \end{cases}$$

donde  $v$  está en unidades de la velocidad térmica, y  $r_i(t)$  es un término de ruido Gaussiano al azar, de valor medio cero y varianza 2, con la correlación  $\langle r_i(t)r_i(t') \rangle = \delta(t - t')$ . Notar que los términos aleatorios, que representan las colisiones, son proporcionales a la raíz cuadrada del paso de integración  $dt$ , como corresponde a un paseo al azar (la dispersión cuadrática es lineal con  $dt$ ). En principio estas ecuaciones se pueden utilizar también para incluir colisiones no coulombianas, incorporando coeficientes de colisión adecuados.

Nuestra simulación numérica utiliza trayectorias individuales de partículas a partir de las cuales se obtiene la función de distribución. Se la puede examinar a una posición  $x$  dada, simplemente contando las partículas que llegan a una caja según su velocidad y ángulo de vuelo. Este método es computacionalmente muy simple de implementar y comprender, aunque presenta limitaciones, como discutiremos más adelante. Como funciones de entrada utilizamos distribuciones isotrópicas en referenciales móviles con velocidad  $V_{ref}$  a lo largo del campo magnético.

### 3.7 Resultados

La intención de este método computacional es no tanto mostrar la exactitud de la simulación sino la técnica empleada y los caminos posibles para obtener resultados más rigurosos.

La Figura 6 muestra cuatro trayectorias en el espacio  $(v_{\parallel}, v_{\perp}^2/2)$  simuladas con un paso de tiempo  $\Delta = 10^{-2}$ , pudiendo observarse la dispersión de los puntos de fase, debida

a las colisiones. Las partículas se lanzaron con baja energía transversal y una velocidad paralela en el rango balístico, por lo cual las partículas evolucionan termalizándose.

En la Figura 7 se observa la evolución de cuatro subpoblaciones, que se mueven con distinta velocidad media  $V_{ref}$  (unidades térmicas) en la dirección de  $B$ . Puede verse en los histogramas de  $v_{\parallel}$  que las subpoblaciones veloces desarrollaron, durante la simulación, colas supratérmicas ayudadas por el espejo magnético que bombea energía desde el movimiento transversal hacia el longitudinal. Para información del lector el semiancho de cada histograma es de 5 velocidades térmicas y su celda central corresponde a  $v = V_{ref}$ .

El esquema numérico propuesto es sumamente sencillo y, por lo tanto, implica numerosas aproximaciones en perjuicio de la precisión de los resultados. Recientemente se han publicado nuevas técnicas para el tratamiento del operador de colisiones en códigos numéricos de este tipo (Dimitis & Cohen 1994; Parker & Lee 1992). En ellos se incluyen tanto los términos de arrastre como los de difusión, y se garantiza la conservación del momento y de la energía.

Como se verá en el último capítulo, el problema del transporte en el viento externo sólo puede ser tratado analíticamente nuevas aproximaciones a la teoría cinética de los plasmas poco colisionales. En la física del tokamak, para estudiar algunos aspectos importantes del transporte neoclásico es necesario recurrir a códigos numéricos, que son en general muy complejos. Sin embargo, es posible un tratamiento riguroso a través de algoritmos de simulación de partículas capaces de resolver la ecuación cinética considerando los efectos no térmicos debidos a las colisiones con microturbulencia, que redistribuyen angularmente a las partículas (Dimitis & Lee 1992).

Este programa, en su aplicación a plasmas espaciales, en condiciones de flujo abierto, es de un grado de dificultad que excede en mucho los límites de este trabajo, y aquí sólo se ha querido mostrar la potencialidad de estas técnicas para ulteriores avances de la teoría.

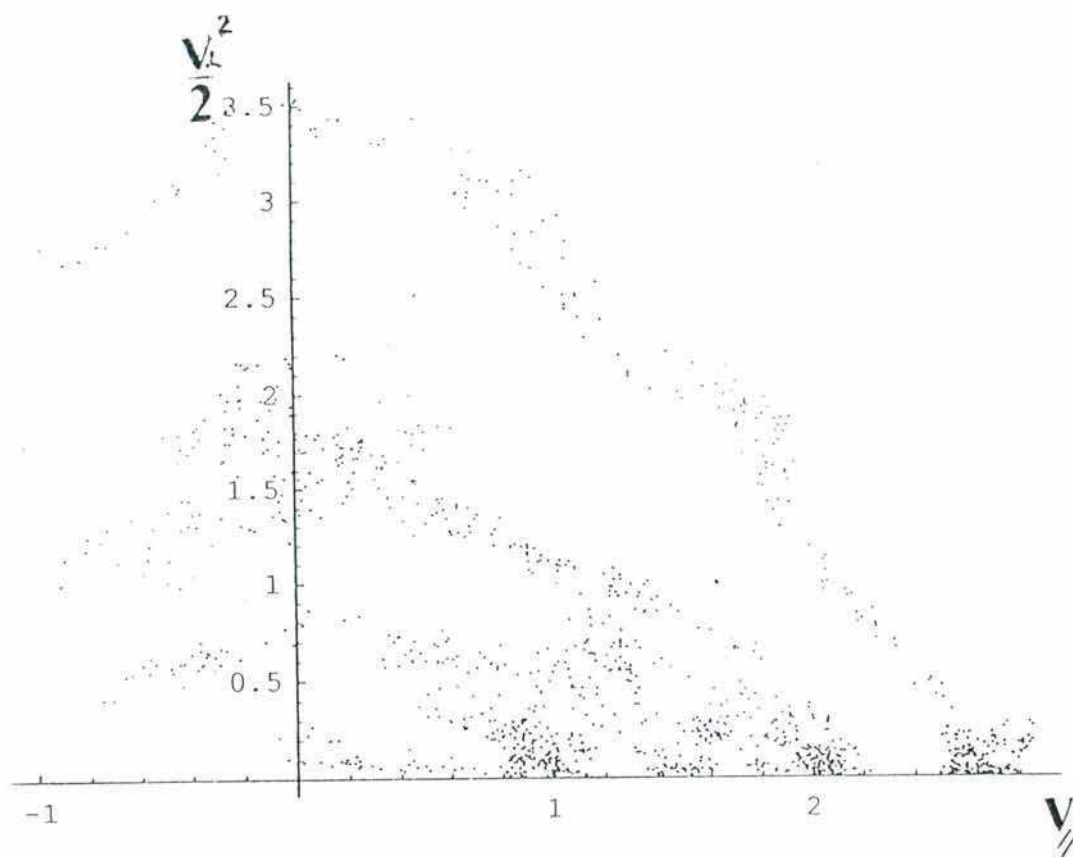
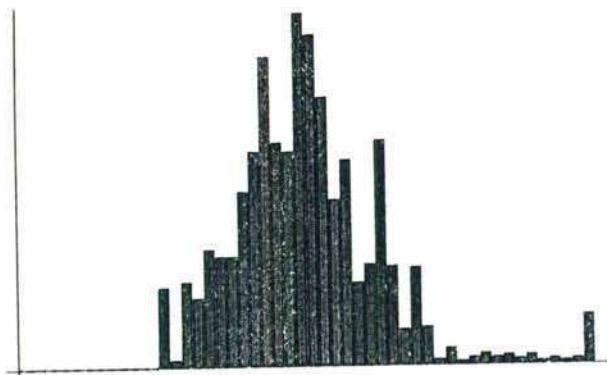


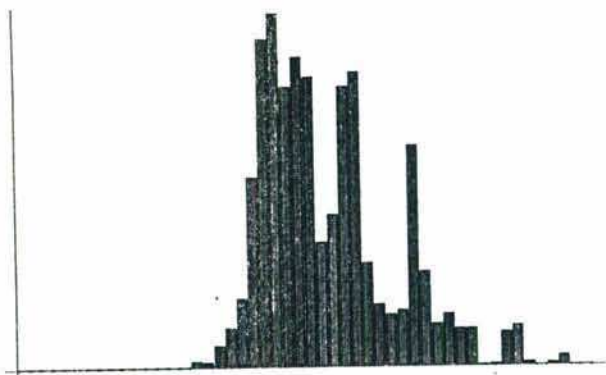
FIG 6



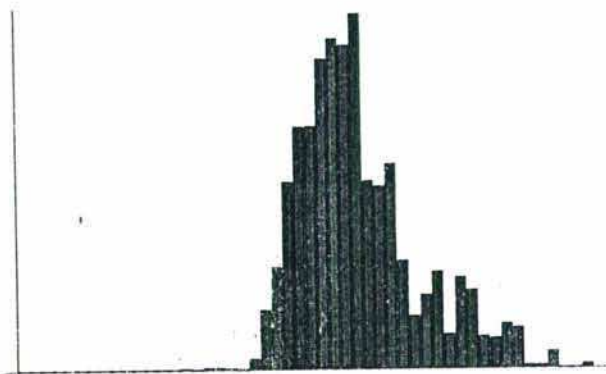
Vref = 5:



Vref = 2:



Vref = 1:



Vref = 0:

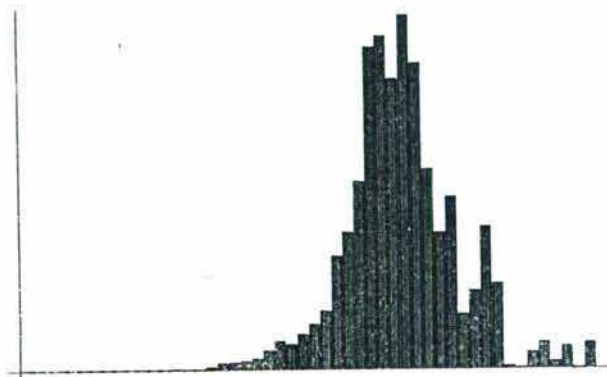


FIG 7

## CAPITULO 4

### INESTABILIDADES DE LANGMUIR EN EL VIENTO SOLAR

#### 4.1 Introducción

Los procesos tales como las inestabilidades en plasmas y la interacción onda-partícula son procesos que afectan profundamente ciertas propiedades en las ecuaciones de transporte, aunque es complicado incluir matemáticamente estos efectos. Es por esto que en este capítulo se estudiarán algunas inestabilidades sencillas, no ya dentro del marco de las ecuaciones de transporte, sino mediante el modelo de partícula de prueba presentado en el capítulo anterior, con el fin de obtener resultados más cualitativos que cuantitativos.

Las observaciones del viento solar indican que el medio interplanetario está lejos de ser uniforme; existen fluctuaciones en la densidad, temperatura, el campo electromagnético, las velocidades, etc., sobre el amplio rango de escalas de longitud y tiempo (Schwenn & Marsch 1991).

A medida que nos alejamos del Sol, el plasma en el viento solar se hace menos colisional y es esperable que las desviaciones del equilibrio aumenten. Finalmente, las poco frecuentes colisiones de Coulomb son insuficientes para describir los microprocesos en este medio, y el plasma se hace inestable frente a ondas de pequeña escala (comparada con la escala típica de inhomogeneidades). Estas, a su vez, desvían partículas y pueden gobernar la evolución del plasma del viento solar. Al examinar esta última posibilidad, la teoría lineal permite no sólo determinar la tasa de crecimiento de cualquier inestabilidad, sino que también provee información sobre la competencia potencial entre los efectos colisionales y las distintas inestabilidades para determinar y regular la microestructura del viento.

Existen dos motivaciones principales para estudiar la estructura microscópica del viento solar. Primeramente, hasta aproximadamente  $10R_{\odot}$ , muchos procesos físicos importantes requieren ser considerados dentro del contexto de un plasma débilmente colisional. Por ejemplo, es bien conocido que la temperatura cinética no permanece isótropa, y que la temperatura paralela y perpendicular al campo magnético evolucionan de formas diferentes. Esto se manifiesta en las poblaciones anisótropas de las partículas que conducen las inestabilidades del plasma. La pregunta es si la función de distribución asociada, que

es asimétrica, es estable o preferiría encontrar otra forma de isotropizar partículas, por ejemplo, induciendo fluctuaciones en el medio y convirtiendo una parte del flujo térmico en otra forma de energía.

La segunda motivación, y la más importante, es que, siendo el viento solar prácticamente un plasma totalmente ionizado, y casi infinito, se convierte en un laboratorio único para comprobar y mejorar la teoría básica de plasmas (Schwartz 1980).

Las mediciones de las sondas Voyager 1 y 2 más allá de 1 U.A. revelaron una tendencia general al crecimiento de la intensidad de las ondas de plasma al acercarnos al Sol. A pesar de que las razones precisas para la fuerte dependencia radial no han sido analizadas en detalle, los principios fundamentales involucrados en el problema están claros: las inestabilidades del plasma son desencadenadas por las desviaciones del equilibrio térmico. Como el Sol provee la fuente de estas desviaciones, es de esperar que las intensidades mayores de onda se observen cerca del Sol (Schwenn & Marsch 1991). Lo que no se entiende hasta ahora es el rol de las distintas ondas observadas en la determinación de las propiedades del estado estacionario del viento solar. Por el momento, no existe un consenso general sobre cuál de ellas juega el papel principal en la regulación del flujo de calor electrónico del viento.

Una cantidad considerable de trabajos han sido dedicados al estudio de las propiedades de estabilidad de los modos de ondas en el viento solar (Schwartz 1980). Tanto las ondas electrostáticas como las electromagnéticas están presentes en este plasma. A frecuencias cercanas a la frecuencia de plasma electrónica, aparecen los modos electromagnéticos, tales como las llamadas ondas de Langmuir Generalizadas. A frecuencias un poco mayores, están las ondas de Langmuir, que representan modos puramente electrostáticos. A medida que la velocidad de fase decrece, aproximándose a la velocidad térmica electrónica, la frecuencia comienza a crecer. Las oscilaciones de plasma electrónicas son inestables cuando una región de pendiente positiva  $\frac{\partial f}{\partial n_{\parallel}} > 0$  (Kruhl & Trivelpiece 1973), tiene lugar en la distribución electrónica. Estas funciones de distribución son características de los haces, como aquellos inyectados en el viento solar desde las fulguraciones solares (Lin, Potter & Gunnett 1981), y de las colas supratérmicas (Scudler 1994; Olbert 1983).

El efecto de las colas supratérmicas de electrones en el crecimiento de ondas fue



analizado por Xue, Thorne & Summers (1993) en su estudio de inestabilidades electromagnéticas iónico-ciclotrónicas. En ese trabajo los autores examinan el efecto de una cola de electrones calientes sobre la estabilidad ciclotrónica del plasma espacial. Se modeló la cola mediante una función  $\kappa$  y se encontró que para frecuencias altas comparadas con la girofrecuencia iónica, la contribución de los electrones resonantes era significativa. A diferencia de estos autores, nosotros no usaremos una distribución Lorentziana para describir a la población iónica (el baño es Maxwelliano). En este sentido, nuestro enfoque es más cercano al modelo usado por Kennel & Scarf (1968), donde se reportó un aumento de la tasa de crecimiento de los modos R debido a la adición de electrones anisótropos.

En este capítulo se estudiaron las condiciones de estabilidad de la función de distribución de estos electrones de alta energía utilizando la teoría cuasilinear. Se evaluó la tasa de crecimiento para las ondas del plasma electrónico considerando la función de distribución electrónica dada por una solución analítica del modelo de partícula de prueba.

## 4.2 Análisis de estabilidad

### 4.2.1 Ondas de Langmuir

En el capítulo anterior ya vimos que existe un mecanismo de bombeo magnético que redistribuye la función de distribución. Es esperable, entonces, que se exciten inestabilidades. Con estos perfiles en mente, analizaremos la estabilidad de la distribución de electrones filtrados. Primeramente examinaremos la tasa de crecimiento de las ondas de plasma a lo largo del campo magnético ('ondas de Langmuir'). Esta consiste en un término de amortiguamiento, que puede ser evaluado analíticamente,

$$\gamma_T = -\omega^2 \frac{(2\pi)^{3/2} \epsilon^2}{mk^3 v_e^3} n_e \exp\left(-\frac{v^2}{2k^2 v_e^2}\right), \quad (1)$$

y una parte no-térmica dada en Mc Clements (1987)

$$\gamma_{NT} = \frac{8\pi^3 e^2 w}{mk^2} \int_{w/k}^{\infty} dv \left( \frac{w}{k} \frac{\partial f}{\partial v} + (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) \Big|_{\mu=w/kv}, \quad (2)$$

donde  $w = (w_{pe}^2 + 3k^2 v_e^2)^{1/2}$ ,  $w_{pe}$  es la frecuencia de plasma,  $k$  es el número de onda,  $w$  es la frecuencia de onda, y  $\mu = v_{\parallel}/v$ .

La estabilidad de la función de distribución de electrones depende básicamente de la temperatura perpendicular  $T_{\perp}$  (cf. ec. 13 del capítulo 3). La Figura 1 muestra la tasa de crecimiento total  $\gamma$  para distintos valores de  $T_{\perp}$  para rangos realistas de los valores de  $k$  (aquellos que corresponden a  $v > 5v_e$ ). Se puede ver que, para el rango de filtrado, el valor máximo de  $\gamma$  no depende crucialmente del perfil de  $T_{\perp}$ .

La Figura 2 muestra la tasa de crecimiento como función del número de onda  $k$  (en unidades de  $1/\lambda_e$ , con  $\lambda_e = v_e/w_{pe}$  el radio de Debye). La curva cae marcadamente para  $k \sim 0.22$ , que corresponde a la velocidad de fase  $v \simeq 5v_e$ . Esta velocidad está ubicada en la región del espacio  $(v_{\parallel}, v_{\perp}^2/2)$  que separa trayectorias de electrones filtrados de aquellos que son termalizados (Canullo et al. 1994, 1996). Como se ve claramente, en la región  $0.05 < k < 0.2$  el amortiguamiento térmico es pequeño y es entonces más probable que aparezca una inestabilidad, de acuerdo con la pendiente positiva de  $f(v)$  para  $v > 5v_e$ .

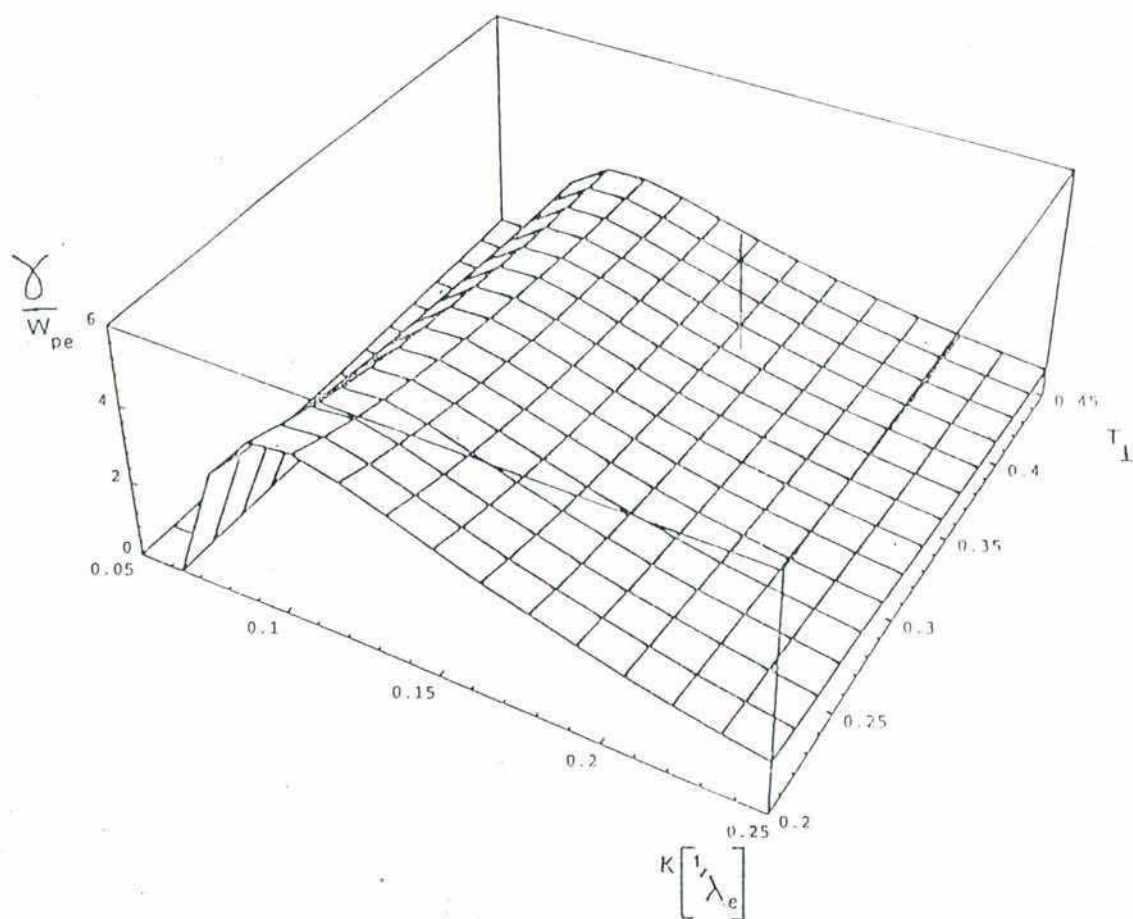


FIG 1



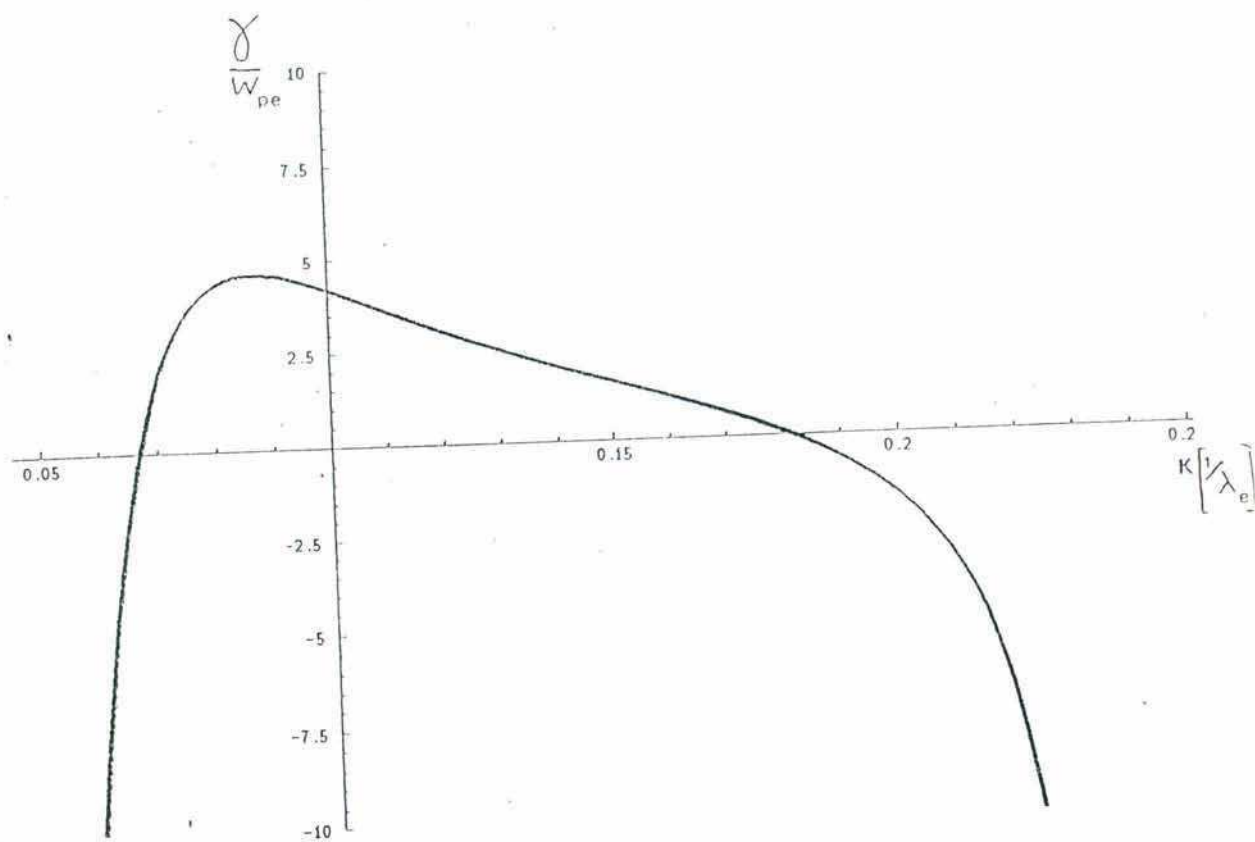


FIG 2

En otras palabras, las ondas que se propagan a velocidades  $v < 5v_e$  son amortiguadas fuertemente por los electrones térmicos, como era de esperar.

Recordando que la constante  $c_2$  en la ecuación (12) es un parámetro libre, variándolo se pueden estimar algunas cantidades útiles. Por ejemplo, para obtener una estimación del flujo de calor de acuerdo con los valores extrapolados de las observaciones (Alexander 1993), consideremos  $c_2 \simeq 10^{-3}$ , que está de acuerdo con otros trabajos (Willey et al. 1980). Esta constante está relacionada físicamente con la tasa de producción de electrones filtrados (Fuchs et al. 1986). Ahora podemos examinar si estas inestabilidades provocan un transporte eficiente de energía a través del viento. Se puede estimar la energía total por unidad de área y tiempo para los plasmas longitudinales de la siguiente forma (Tsyrovich 1977)

$$W^l \simeq \frac{n_* m v_0^3}{6}, \quad [\text{erg/cm}^2 \text{ s}] \quad (3)$$

donde  $n_*$  y  $v_0$  son la densidad y velocidad de los electrones supratérmicos, respectivamente. En nuestro caso, tomamos  $v_0 = 5v_e$  y  $n_*$  estimado a partir de la ecuación (13) del capítulo anterior. La contribución de estas ondas al flujo de energía total cerca de la base de la corona ( $2 R_\odot$ ) excede la que se obtiene mediante la expresión clásica del flujo de calor conductivo (Spitzer 1962) en más de un orden de magnitud. Esto implica que los electrones supratérmicos podrían proveer un flujo suficiente de calor, como ha sido sugerido por varios autores (Olbert (1983) y Scudler (1994)).

Si la densidad de energía atribuida a las ondas de Langmuir constituyera todo el flujo térmico a 1 U.A., el mismo sería de  $\simeq 4 \times 10^{-3} \text{ erg/cm}^2 \text{ s}$ , en buen acuerdo con los datos observacionales (Schwenn & Marsch 1991).

#### 4.2.2. Ondas de Langmuir Generalizadas

También se analizó la anisotropía de la distribución de filtrado producida por los campos electromagnéticos, que pueden desatar inestabilidades a través de la resonancia anómala de ciclotrón. Examinaremos la posibilidad de que, para la distribución de filtrado con  $T_\perp \ll T_\parallel$ , las oscilaciones de Langmuir magnetizadas se conviertan en inestables a través de la resonancia ciclotrónica anómala ( $l = -1$ )  $\omega_k + \omega_{ce} = k_\parallel v_\parallel$ , siendo  $\omega_{ce}$  la

girofrecuencia electrónica. En esta inestabilidad los electrones pierden energía cinética paralela, que se transforma en perpendicular más energía de la onda.

Consideraremos dos ondas de alta frecuencia:  $w_{pe}$  and  $w_{ce}$ . La frecuencia de las ondas de Langmuir magnetizadas está dada en Wiley (1980)

$$w_k = w_{pe} \left( \frac{k_{\parallel}}{k} \right) \left( \frac{\Gamma_0(\alpha)}{1 + 2\Gamma_1(\alpha)/k^2 \lambda_e^2} \right)^{0.5}, \quad (4)$$

donde  $\alpha = k_{\perp}^2 v_e^2 / 2w_{ce}^2$ , y  $\Gamma_n(x) = \exp(-x) I_n(x)$ , siendo  $I_n(x)$  la función de Bessel modificada de orden  $n$ . La tasa de crecimiento  $\gamma(k_{\parallel}, k_{\perp})$  tiene una contribución desestabilizadora  $\gamma_{-1}$  de la resonancia de ciclotrón anómala de los electrones en  $v_{\parallel} = c_{-1} = (w_k + w_{ce})/k_{\parallel} v_e$  y una contribución amortiguadora  $\gamma_0$  proveniente de la resonancia de Landau en  $v_{\parallel} = c_0 = w_k/k_{\parallel} v_e$ . Siguiendo a Wiley et al. (1980) se llega a la relación

$$\frac{\gamma(k_{\parallel}, k_{\perp})}{w_{ce}} = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \frac{(\gamma_{-1} + \gamma_0)}{(k\lambda_e)^3} \left( 1 + \frac{k_{\perp}^2 w_{pe}^2}{k^2 w_{ce}^2} \right)^{-3/2}, \quad (5)$$

donde

$$\gamma_{-1} = \frac{2F}{T_{\perp}} \Gamma_1(\alpha T_{\perp}),$$

$$\gamma_0 = \frac{2\pi w_k}{w_{ce} v_{\parallel}} \int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} J_0^2(\sqrt{2\alpha} v_{\perp}).$$

La estabilidad se determina numéricamente maximizando la tasa de crecimiento sobre  $k_{\perp}$  y  $k_{\parallel}$ . Se encuentra que sólo cerca de la base de la corona ( $r \simeq 1R_{\odot}$ ), existe un modo inestable con  $\gamma/w_{ce} \simeq 10^{-2}$  en  $c_0 \simeq 6$  y  $c_{-1} \simeq 10$ . A medida que nos movemos hacia distancias heliocéntricas mayores, el efecto de amortiguamiento es el dominante y el plasma se hace estable. En realidad, la Figura 3 muestra  $\gamma/w_{ce}$  en el espacio  $(k_{\parallel}, k_{\perp})$  para una distancia  $r \simeq 1.1R_{\odot}$ . El número de onda está dado en unidades de  $1/R_L$ , donde  $R_L = v_e/w_{ce}$  es el radio de Larmor. En todos los casos restringimos nuestros cálculos a la región de filtrado, i.e., para  $v_{\parallel} > 5v_e$ .



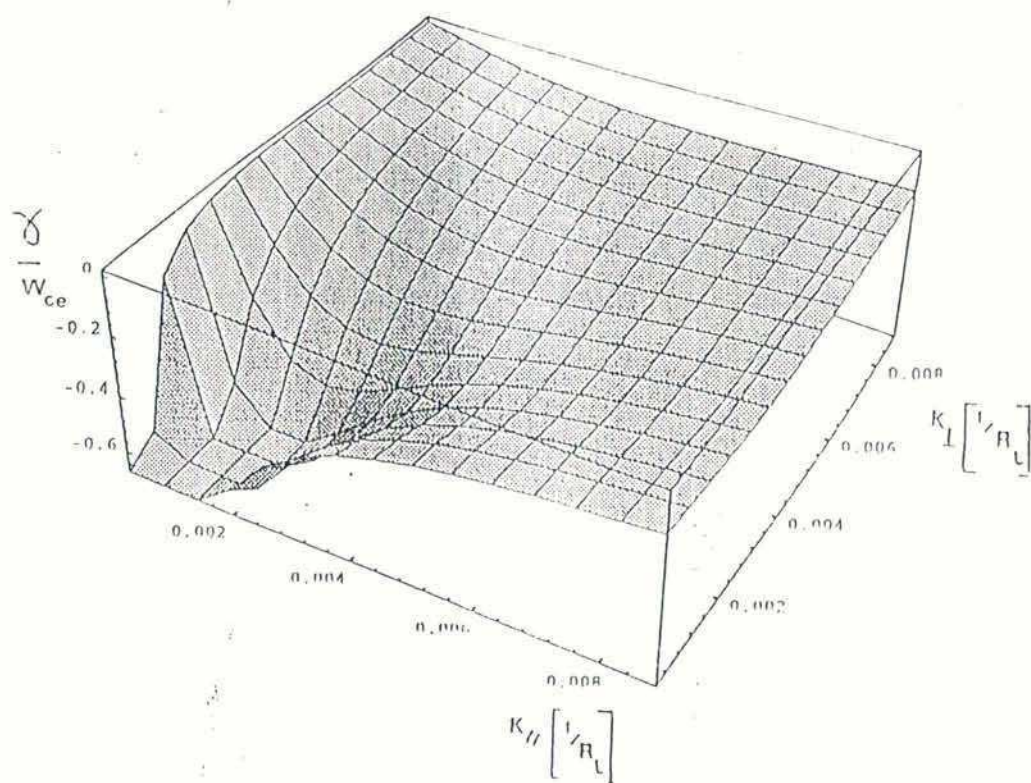


FIG 3

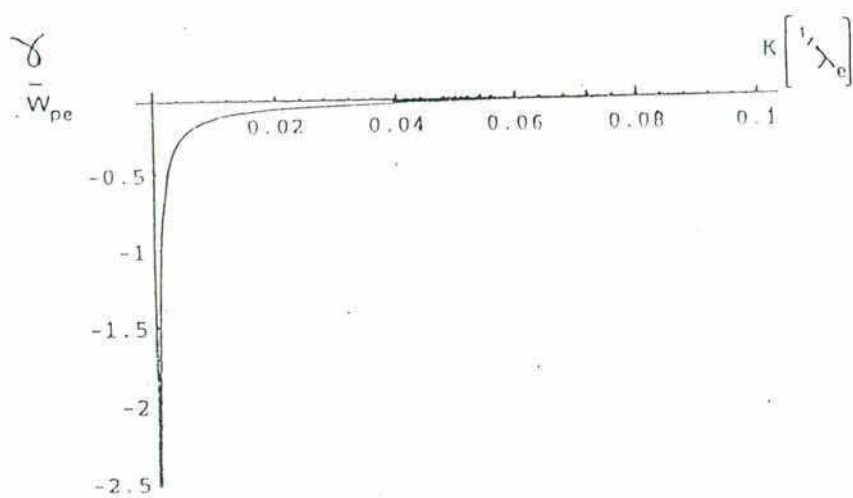


FIG4

Nuestros resultados muestran que la tasa de crecimiento sólo puede ser significativa muy cerca de la base de la corona, pero rápidamente predomina el amortiguamiento. Una explicación posible de este comportamiento es que los electrones de la cola que entran en resonancia con las ondas son relativamente pocos a medida que nos alejamos de la base.

Para establecer una comparación con las ondas de Langmuir en la sección anterior, examinemos el caso particular  $k = k_{\parallel}$ . En la Figura 4 se muestra la tasa de crecimiento  $\gamma$  versus  $k$ , donde se ve que el amortiguamiento térmico es dominante. Comparando con la Figura 2, se aprecia que la contribución inestable de  $\gamma_{NT}$  se perdió. Se podría argumentar que en este caso la dispersión angular incrementa el amortiguamiento de estos modos.

Por lo tanto podemos concluir que para las ondas de Langmuir generalizadas la distribución de filtrado es cuasi-estable.



## CAPITULO 5

### DESCRIPCION FLUIDO-CINETICA DEL VIENTO SOLAR

#### 5.1 Introducción

Muchos de los problemas astrofísicos que presentan flujos alejados del equilibrio están caracterizados por apreciables anisotropías en la temperatura, es decir, las distintas especies de partículas tienen asociadas temperaturas paralelas y perpendiculares al campo magnético muy diferentes. En el caso del viento solar, la anisotropía típica en la temperatura protónica varía entre un factor 2 y 4 en la órbita de la Tierra (Brandt 1970; Hundhausen 1972). La comprensión del comportamiento del flujo próximo y apartado del equilibrio es crucial para entender el acoplamiento a través de la masa, el momento y la transferencia de energía entre las distintas regiones del viento solar. En general, un estudio cuantitativo de estos flujos debería comenzarse por la ecuación cinética. Dada su dificultad lo que se hace es partir de momentos en la velocidad de la función de distribución.

A pesar de que este procedimiento puede parecer directo, las dificultades surgen debido a que la ecuación que gobierna el momento de orden  $n$  contiene al momento de orden  $n + 1$ . En consecuencia, es necesario hacer alguna suposición sobre la forma de la función de distribución de velocidades  $f$  para truncar el sistema de ecuaciones de transporte. Típicamente, la distribución de velocidades se expande en series ortogonales alrededor de un factor de peso maxwelliano, y luego se trunca la serie. Al tomar momentos de velocidad superiores de esta expresión aproximada para  $f$ , éstos pueden expresarse en función de los momentos de orden más bajo, y estas expresiones pueden usarse para cerrar el sistema de ecuaciones. Una de las formas de hacerlo es considerar las ecuaciones de 13-momentos, que son: la densidad, la velocidad, la temperatura, el flujo de calor y el tensor de tensiones, relacionados por las ecuaciones de continuidad, momento y energía respectivamente.

El sistema de ecuaciones de 13 momentos es bastante general y puede usarse para describir gran variedad de flujos en plasmas. En el límite dominado por las colisiones, estas ecuaciones se reducen a las de Euler, Navier-Stokes y Burnett según se retengan los términos proporcionales a las potencias cero, uno y dos del camino libre medio colisional. En la aproximación de Navier-Stokes, los procesos de transporte tales como la difusión térmica, la conducción térmica, la difusión del flujo de calor, el flujo de calor termoeléctrico

y la viscosidad se consideran a un nivel de aproximación que corresponde a la primera o segunda aproximación de Chapman y Cowling (1970), dependiendo de los coeficientes de transporte utilizados.

En el límite débilmente colisional, el sistema de 13 momentos se reduce a las ecuaciones de Chew-Goldberger-Low (CGL) si se desprecian los efectos de radio de Larmor finito. Las ecuaciones de 13 momentos también tienen en cuenta el flujo de calor, la viscosidad y las anisotropías en la temperatura, sin considerar las colisiones.

El desarrollo de las ecuaciones de transporte basado en una distribución Maxwelliana ha merecido mucha atención en la literatura (Tauberbaum 1967; Burgers 1969). Pero el viento solar no se encuadra fácilmente en dicha categoría. El propósito de este capítulo es aportar nuevos enfoques teóricos para el estudio de los fenómenos de transporte en el plasma del viento solar. En particular, se presenta un sistema de ecuaciones de transporte generalizadas que, por su clausura de tipo cinético, puede aplicarse a plasmas fuertemente anisótropos.

El problema de cómo varía el flujo de calor a medida que el camino libre medio de la partícula se hace comparable o mayor que la longitud de la escala de temperatura es un pregunta aún sin respuesta. Los parámetros del plasma cubren un amplio rango de colisionalidad y, en general, el plasma se desvía del régimen altamente colisional a medida que nos alejamos de la baja corona. La ley clásica de conducción de Spitzer-Härm (Spitzer 1953) es aplicable en el régimen dominado por las colisiones ( $\lambda/L \ll 1$ , donde  $\lambda$  es el camino libre medio de colisiones y  $L \sim (dln B/ds)^{-1}$  es la escala de longitud característica de la variación del campo magnético, con  $s$  la longitud de arco a lo largo de las líneas de campo magnético), pero es inapropiada e inconsistente con los resultados para un plasma débilmente colisional.

La teoría no local presentada en el capítulo 2 extiende exitosamente el rango de los modelos colisionales hasta la baropausa, donde  $dr/dln T \sim \lambda_T (6-7R_\odot)$  (Canullo, Costa, & Ferro Fontán 1996), obteniendo la fórmula de free-streaming debida a Hollweg (1974, 1976) para un flujo no colisional, como un límite asintótico externo de la teoría, mostrando que en este límite el campo magnético juega un papel central. Sin embargo, el rango de transición espacial entre el régimen de transporte totalmente colisional al “no colisional” es bastante



restringido y, aunque el límite asintótico no colisional está en muy buen acuerdo con las observaciones, la teoría no se puede extrapolar al viento externo.

Recientemente, el rol de la conducción de calor fue estudiada por Sandbaek & Leer (1994) en el contexto de un modelo de dos fluidos para un viento solar de protones que incluía efectos de disipación de ondas. Estos autores y Holzer et al. (1986) enfatizaron la necesidad de expresiones no-Coulombianas para la viscosidad y el flujo de calor. Schwenn & Marsch (1991) discutieron la necesidad de un paradigma no clásico para el transporte. Williams (1995) ha derivado expresiones para los coeficientes de transporte de los protones usando como idea la importancia de la relajación de las distribuciones hacia la isotropía (aunque sean altamente no térmicas) y un tiempo de isotropización relacionado con la turbulencia magnética.

Los problemas no lineales de la física del plasma han sido investigados numéricamente con técnicas que, en sentido amplio, se pueden clasificar en simulaciones con partículas o simulaciones con fluidos. En las primeras, muchas trayectorias son seguidas en el tiempo mediante leyes físicas simples (ver Cap.3). En las segundas, unos pocos momentos de la función de distribución son avanzados de acuerdo con relaciones algo más complicadas, las ecuaciones fluidísticas. Existe opinión formada de que aquellos problemas que intrínsecamente contienen interacciones onda-partícula (es el caso típico en el viento solar, según se vio en el capítulo anterior), u otros efectos cinéticos (como radio de Larmor finito), no pueden ser tratados con técnicas fluidísticas, pues en ellos los detalles de la función de distribución son muy importantes. Sin embargo, desde los comienzos de la investigación del viento solar se han utilizado, a falta de algo mejor, los modelos de uno o dos fluidos con los coeficientes de transporte "clásicos" de Braginskii (1965), aunque estos modelos no pueden reproducir las características del viento solar rápido sin incorporar disipación de energía o de momento más allá del punto crítico, a fin de alcanzar velocidades asintóticas realistas con condiciones de contorno razonables (Leer et al 1982).

La discrepancia entre los resultados cinéticos y fluidísticos fue aclarada, desde una perspectiva fundamental, por Hammet y colaboradores (1990, 1992), Dorland & Hammett (1993). El problema tiene que ver con la mezcla de fases en la solución exacta de la ecuación cinética para una perturbación de la densidad de longitud de onda  $\lambda$ . Este



problema también puede ser resuelto con las ecuaciones de los primeros momentos de la distribución, pero se puede probar que todas las clausuras conocidas, independientemente del número de momentos considerado, sólo coinciden con la solución cinética durante un intervalo de orden  $\lambda/v_T$  (a partir de la condición inicial), donde  $v_T$  es la velocidad térmica. Las soluciones fluidísticas para la densidad son oscilantes, mientras que la cinética es amortiguada por interferencia destructiva de las fases asociadas a las frecuencias  $\omega = 2\pi v/\lambda$ . Por lo tanto, no hay otra manera de resolver la discrepancia que simular la interferencia, en las ecuaciones fluidísticas, mediante el agregado de términos difusivos que suprimen las oscilaciones espurias. Estos términos dependen del número de ondas  $k$  y, por lo tanto, introducen dispersión espacial (no-localidad). Para calibrar las constantes difusivas se calcula la función de respuesta (que depende de la velocidad de fase  $\omega/k$ ), resolviendo las ecuaciones de momentos (en el espacio de Fourier). Una comparación con la función de respuesta exacta (cinética, en términos de la función de dispersión del plasma) da los valores óptimos de las difusividades. Por supuesto, la precisión del modelo mejora si se consideran más momentos.

Un enfoque alternativo al de Hammett et al. (1992) es el presentado por Chang & Callen (1992), en términos de un cálculo híbrido fluido-cinético. En este trabajo se utilizaron las ecuaciones fluidísticas no lineales para los momentos de orden más bajo, usando la solución cinética lineal para cerrar los momentos de orden superior. Se incluyeron colisiones y perturbaciones electromagnéticas, constituyendo un modelo más completo que el de Hammett, aunque sus resultados son equivalentes.

Las ecuaciones de conservación usadas en el espacio físico se obtienen tomando los momentos de velocidad de la ecuación de Boltzmann. Para cerrar el sistema, se necesita alguna suposición sobre la forma de la función de distribución. La clausura de las ecuaciones constituye en sí mismo un problema interesante, ya que esta elección afecta al tercer y cuarto momento. En esta tesis se siguió el tratamiento híbrido propuesto por Callen y colaboradores (1992), para obtener una solución de la ecuación cinética lineal. Se desarrolla aquí un procedimiento al estilo Chapman-Enskog, que es una generalización de ese método en el sentido de una expansión en momentos de la función de distribución cinética para incluir las ecuaciones de evolución del flujo térmico en paralelo con las demás ecua-

ciones de conservación (Wang & Callen 1992). Adoptamos como referencia una función de distribución de base Maxwelliana con flujo de calor  $q_{\parallel}$  y la función de distribución será entonces

$$f = f_M \times \left(1 - \frac{m}{T} u_{\parallel} \left(\frac{2q_{\parallel}}{5nT}\right) L_1^{3/2}\right) + F, \quad (1)$$

donde

$$f_M = n \frac{m}{(2\pi T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{m}{2T}(u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2)\right), \quad (2)$$

$F$  es la desviación de la verdadera función de distribución respecto de la de referencia y  $L_1^{3/2}$  es un polinomio de Laguerre. Utilizamos esta distribución junto con los momentos para la densidad  $n$ , la temperatura  $T$ , el flujo de masa  $u$ , y el flujo de calor  $q$ , respectivamente, a fin de convertir la ecuación cinética de Fokker-Planck en una ecuación para  $F$ .

Los efectos cinéticos tales como el bombeo magnético se harán presentes en las ecuaciones de momentos a través del cálculo cinético de  $F$ .

## 5.2 El problema de la clausura en las ecuaciones de transporte generalizadas.

Para cerrar las ecuaciones de momento, se necesitan expresiones para el cuarto momento. Estas dependen de la forma de la función de distribución que, en general, es desconocida.

La jerarquía de cumulantes de la función de distribución en el espacio de velocidades, se clausura generalmente a la Grad, que iguala a cero el cumulante de cuarto orden, como en las distribuciones Gaussianas, aunque no elimina los cumulantes de tercer orden (el tensor de flujo de calor). Es interesante enfatizar que la misma aproximación se usa para tratar la turbulencia de Navier-Stokes, aunque en este caso sabemos que la clausura (llamada cuasi-normal) provoca efectos no-físicos tales como valores negativos de la densidad de energía turbulenta. Esto ha sido explicado por Orszag (1970) como una imprecisión en los tiempos de relajación que implica esta clausura. Orszag demuestra que la aproximación afecta en forma fundamental las escalas que contienen la mayor parte de la energía, dando como consecuencia un "overshooting", que cambia el signo de la energía. En un modelo más



realista, la energía debe ser redistribuida hacia las escalas menores, precisamente donde los cumulantes de cuarto orden son sensibles. Esto conduce a la conclusión algo paradójica de que los cumulantes de cuarto orden aseguran la gaussianidad en el rango que contiene la mayor parte de la energía.

En el contexto cinético, un comentario similar ha sido hecho por Gombosi & Rasmussen (1991), quienes muestran (Fig. 1b de su trabajo) una distribución en el límite de baja colisionalidad que desarrolla valores negativos, (lo que es físicamente absurdo), para velocidades en dirección opuesta al flujo de calor. Obviamente, en este caso los tiempos de relajación de la clausura de Grad no pueden dar cabida a la redistribución de las partículas en el espacio de fases, aunque esta posibilidad no ha sido investigada en un problema cinético. Lo que parece estar claro es que esta anomalía tiende a generar una inestabilidad en las ecuaciones de transporte que está conectada con el flujo de calor, ya que lo hace crecer de un modo artificial, y provoca overshooting de la función de distribución.

Hay dos formas de corregir la aproximación cuasi-normal en la teoría hidrodinámica. Una es la aproximación de Hanjalic & Launder (ver Zeman 1981), que consiste en eliminar el cumulante de cuarto orden y relajar el tercer momento en una escala de tiempo turbulenta (cociente entre la tasa de energía cinética por unidad de masa y la tasa de disipación). Este proceso es conocido como "eddy-damping assumption". La otra posibilidad reciente consiste en reemplazar la ecuación de Navier-Stokes por un modelo Estocástico Lagrangiano (Pope 1994). Esto asegura la realizabilidad del modelo y permite obtener expresiones para las distintas correlaciones. Los procesos de Wiener sumados a las ecuaciones deterministas pueden calibrarse para reproducir clausuras diferentes. Este método también da un criterio de la realizabilidad y provee formas correctivas sencillas que las garantizan (Durbin & Speziale 1994).

En el problema cinético, lo análogo al primer método sería introducir un nuevo tiempo de relajación  $\tau$ , más corto que el colisional, en la ecuación para la evolución del flujo de calor. Como ejemplo, tomemos el trabajo de Zawadzki et al. (1988), donde es fácil ver que en este caso, el denominador de la expresión (22b) obtiene una nueva contribución del orden de  $\tau_{sc}/\tau$ , que permite renormalizar el valor del flujo de calor. El segundo método equivale a revertir parcialmente a la ecuación cinética, o sea a resolver la distribución  $F$ .



### 5.3 El procedimiento de Chapman-Enskog

Siguiendo a Wang & Callen (1991), aunque con una notación más simple pensada para la geometría del viento (sin fluctuaciones electromagnéticas), comenzaremos escribiendo la ecuación cinética para los electrones

$$\frac{df}{dt} + \left[ -\frac{eE}{m} - \frac{u_{\perp}^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial s} - \frac{dU}{dt} \right] \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} + \frac{u_{\perp}}{2B} \frac{dB}{dt} \frac{\partial f}{\partial u_{\perp}} = C_{ea}. \quad (3)$$

En esta ecuación, las velocidades  $(u_{\parallel}, u_{\perp})$  se miden respecto a la velocidad del viento  $U(s)$ , y la derivada convectiva es  $d_t \equiv \partial_t + (U + u_{\parallel})\partial_s$ , siendo  $s$  la distancia medida a lo largo de las líneas de campo magnético  $B$ , desde un origen fijo. El miembro derecho representa las colisiones con partículas de la especie  $a$ . Es posible definir momentos de orden arbitrario de la función de distribución

$$\chi_{\alpha\beta}(s) = \int_{-\infty}^{\infty} u_{\parallel}^{\alpha} u_{\perp}^{\beta} f(u_{\parallel}, u_{\perp}, s) J du_{\parallel} du_{\perp} \quad (4)$$

donde  $J = 2\pi u_{\perp}$  es el jacobiano y la integral se realiza sobre todas las velocidades. Integrando la Ec. (3) se llega a las ecuaciones de momentos para los flujos  $\varphi_{\alpha\beta} \equiv \chi_{\alpha+1,\beta} + U \chi_{\alpha\beta}$ ,

$$\nabla \cdot \varphi_{\alpha\beta} + \frac{\partial U}{\partial s} \alpha \varphi_{\alpha-1,\beta} + \frac{eE}{m} \alpha \chi_{\alpha-1,\beta} + \frac{1}{2H} [\beta \varphi_{\alpha\beta} - \alpha \chi_{\alpha-1,\beta+2}] = C_{ea}^{\alpha,\beta} \quad (5)$$

con la definición de la escala característica  $H(s) = -\partial_s / \partial \ln B$  y del operador divergencia (de un vector)

$$\nabla \cdot \equiv \frac{\partial}{\partial s} + \frac{1}{H}. \quad (6)$$

Como la velocidad media (es decir, la del viento) se toma como referencia, es obvio que  $\chi_{10} = 0$ . Además  $\chi_{00} \equiv n$  es la densidad de electrones y su flujo  $\varphi_{00}$  satisface la ecuación de continuidad  $\nabla \cdot \varphi_{00} = 0$ . La ecuación siguiente para  $\varphi_{10} = \chi_{20}$  es la de movimiento

$$U \frac{\partial U}{\partial s} + \frac{eE}{m} + \frac{1}{n} \frac{\partial \chi_{20}}{\partial s} + \frac{1}{nH} \left( \chi_{20} - \frac{1}{2} \chi_{02} \right) = C_{ei}^{1,0}, \quad (7)$$

cuya interpretación es sencilla: el tensor de tensiones está representado por los dos momentos segundos  $\chi_{20}$  y  $\chi_{02}$ , mientras que  $C_{ei}^{1,0}$  es la deceleración debida al rozamiento ión-electrón (es bien sabido que  $C_{ee}$  no contribuye a este momento). Definimos la presión como la parte escalar del tensor de momentos  $p = m(\chi_{20} + \chi_{02})/3$  y el término viscoso como el momento anisótropo  $\sigma = \frac{m}{2}(2\chi_{20} - \chi_{02})$ , cuyo integrando es  $\propto P_2(\cos \theta)$ , siendo  $\theta$  el ángulo de la velocidad con el campo magnético. Reemplazando en la Ec. (7) y definiendo el operador  $D/Dt = U\partial/\partial s$  obtenemos

$$\frac{DU}{Dt} + \frac{eE}{m} + \frac{1}{nm} \frac{\partial p}{\partial s} + \frac{1}{nm} \left( \frac{2}{3} \frac{\partial \sigma}{\partial s} + \frac{\sigma}{H} \right) = C_{ei}^{1,0}, \quad (8)$$

el término en  $\sigma$  representa la divergencia del tensor viscoso (nótese que la divergencia de los tensores contiene un factor  $2/3$  en la derivada espacial). A su vez, la presión cumple con la ecuación

$$\nabla \cdot (\varphi_{20} + \varphi_{02}) + \frac{\varphi_{02} - \chi_{12}}{H} + 2 \frac{\partial U}{\partial s} \varphi_{10} = C^{2,0} + C^{0,2} \quad (9)$$

donde  $\varphi_{20} = U\chi_{20} + \chi_{30}$ ,  $\varphi_{02} = U\chi_{02} + \chi_{12}$ . Usando la definición de la presión y del tensor viscoso resulta, tras reemplazar, la ecuación de la energía

$$\frac{3}{2} \frac{Dp}{Dt} + \frac{5}{2} p \nabla \cdot U + \frac{m}{2} \nabla \cdot (\chi_{30} + \chi_{12}) + \sigma \left( \frac{\partial U}{\partial s} - \frac{1}{3} \nabla \cdot U \right) = \frac{m}{2} (C^{2,0} + C^{0,2}) \quad (10)$$

en la que es posible reconocer la divergencia del flujo térmico  $q = \frac{m}{2}(\chi_{30} + \chi_{12})$  y la contribución de la disipación viscosa. El miembro derecho representa una relajación térmica colisional entre especies. Queda por plantear la última ecuación, que debe ser satisfecha por  $q$ . Combinando las divergencias de los flujos  $\varphi_{30}$  y  $\varphi_{12}$  se llega a la ecuación

$$\nabla \cdot \left[ \frac{2}{m} U q \right] + \frac{1}{m} \frac{\partial \eta}{\partial s} + \left( \frac{DU}{Dt} + \frac{eE}{m} \right) (3\chi_{20} + \chi_{02}) + 3\chi_{30} \frac{\partial U}{\partial s} + \chi_{12} \nabla \cdot U + \frac{1}{m} \nabla \cdot \zeta = C^{3,0} + C^{1,2} \quad (11)$$

donde se ponen en evidencia los momentos de cuarto orden a través de dos términos: un escalar

$$\eta = \frac{m}{3} (\chi_{40} + 2\chi_{22} + \chi_{04}) \quad (12)$$

y

$$\zeta = m \left( \chi_{40} + \frac{\chi_{22} - \chi_{04}}{2} \right) \quad (13)$$

El comportamiento de este último ante rotación corresponde a un tensor de segundo rango llamado tensor de tensiones térmicas. Una clausura acostumbrada de la jerarquía de ecuaciones consiste en tomar  $\zeta = 0$  y expresar la derivada espacial  $\partial\eta/\partial s$  mediante momentos de orden menor, suponiendo la cuasi-gaussianidad de la función de distribución. Esta aproximación puede ser mejorada mediante una clausura cinética, que consiste en hacer que las tensiones  $\sigma$  y  $\zeta$  dependan de una función de distribución  $F$  que representa la distorsión cinética respecto a una distribución de referencia  $f_R$ . Esta última se elige, como en la ecuación (1), próxima a una maxwelliana, pero ya distorsionada por el flujo térmico  $q$ . En detalle

$$f = f_R + F, \quad f_R(u_{\parallel}, u_{\perp}) = f_M \left[ 1 - \frac{4qu}{5\rho u_T^2} P_1 \left( \frac{u_{\parallel}}{u} \right) L_1^{(3/2)}(x) \right], \quad (14)$$

donde  $L_1^{(3/2)}$  es el polinomio de Laguerre de argumento  $x = u^2/u_T^2$ ,  $u = (u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2)^{1/2}$  es la velocidad total,  $u_T = (2T/m)^{1/2}$  la velocidad térmica,  $f_M = n/(\pi^{1/2}u_T)^3 \exp[-x]$  la distribución de Maxwell y  $P_1$  el polinomio de Legendre. La distorsión  $F$ , que se encuentra como solución de la ecuación cinética (3), tiene que cumplir restricciones que le impidan contribuir a los parámetros de  $f_R$ : densidad, presión (o temperatura) y flujo térmico; además no puede alterar la velocidad media  $U$ . Las cuatro condiciones se reducen a las siguientes

$$\int L_{0,1}^{(1/2)} F d^3u = 0, \quad \int u_{\parallel} L_{0,1}^{(3/2)} F d^3u = 0. \quad (15)$$

La contribución de  $F$  al cuarto momento escalar  $\eta$  se puede calcular como

$$(2mu_T^4/3) \int L_2^{(1/2)} F d^3u, \quad (16)$$



que se desprecia por ser un momento de orden elevado en la energía. Por lo tanto,  $\eta$  es aproximado a partir de  $f_M$ ,  $\eta = 5pu_T^2/2$ . En cuanto al momento de segundo orden en la Ec. (11), puede expresarse como  $3\chi_{20} + \chi_{02} = (5p + 4\sigma/3)/m$  y los momentos de tercer orden son generados por el término  $P_1$  de la distribución  $f_R$ , lo que implica  $\chi_{30} = 6q/5m$ ,  $\chi_{12} = 4q/5m$ . Es instructivo a estas alturas detenerse para inspeccionar la clausura cuasi-gaussiana, es decir el límite  $\sigma = \zeta = 0$ . Ignorando las colisiones, la Ec. (11) se reduce, con ayuda de (8), a

$$\frac{Dq}{Dt} + q \left( \frac{7}{5} \nabla \cdot U + \frac{9}{5} \frac{\partial U}{\partial s} \right) + \frac{5}{2} \frac{p}{m} \frac{\partial T}{\partial s} = 0. \quad (17)$$

Esta ecuación muestra un hecho interesante: el último término es inversamente proporcional a la pequeña masa del electrón. Luego, en el límite  $m \rightarrow 0$ , la solución de la Ec. (17) es  $T = Cte$  (corona isotérmica, en buen acuerdo con las observaciones de Helios hasta 0.3 AU). El flujo térmico se calcula a partir de la Ec. (10)

$$p \nabla \cdot U + \nabla \cdot q = 0 \quad (18)$$

y la velocidad  $U$ , que también se desacopla de la Ec. (8) en dicho límite, resulta de integrar la ecuación de movimiento del viento (iones más electrones)

$$\frac{1}{2} \frac{\partial U^2}{\partial s} + \frac{\partial \Phi}{\partial s} + \frac{2T}{m_i} \frac{\partial \ln p}{\partial s} = 0, \quad (19)$$

donde  $\Phi = -GM_\odot/r$  es el potencial gravitatorio. Esta solución muestra que  $q = O(pU) \sim r^{-2}$ , su divergencia es negativa (la entropía del plasma aumenta pero su energía interna no, debido al trabajo de expansión) y la velocidad crece asintóticamente como  $(\ln r)^{1/2}$ .

Si se incluyen los tensores disipativos  $\sigma$  y  $\zeta$ , puede verse que por la misma razón ( $m$  pequeño) se produce una simplificación importante en la Ec. (11): los momentos de cuarto orden son proporcionales a  $u_T^2$ , lo mismo que el término de campo eléctrico, y dominan, en principio, a los términos con  $q$ , proporcionales a  $U^2$ . Para que ello ocurra es necesario que la distorsión cinética sea capaz de producir términos disipativos de orden  $|\nabla \cdot \sigma| \sim p \partial \ln T / \partial s \gg (U/u_T)^2 \partial p / \partial s$ . De ser así, e ignorando las colisiones, la Ec. (11) se reduce a

$$\nabla \cdot \left( \frac{5}{2} \sigma - \zeta \right) - \left( \frac{5}{2} p + \frac{2}{3} \zeta \right) \frac{\partial \ln T}{\partial s} + \frac{2\sigma}{3p} \left( \frac{\partial p}{\partial s} + \nabla \cdot \sigma \right) = 0, \quad (20)$$

en la cual hemos renormalizado el tensor  $\zeta$  dividiéndolo por  $u_T^2$  para darle dimensiones de tensión. Despreciando correcciones de  $O(\sigma/p, \zeta/p)$  obtenemos la ecuación de la temperatura

$$p \frac{\partial \ln T}{\partial s} = \frac{4}{15} \sigma \frac{\partial \ln p}{\partial s} + \nabla \cdot \vartheta, \quad (21)$$

donde hemos definido  $\vartheta = \sigma - \frac{2}{3} \zeta$ .

#### 5.4 Cálculo de la función de distorsión

La ecuación cinética para  $F$  resulta de reemplazar las definiciones (15) en la Ec. (3). Las derivadas de  $n$ ,  $q$ ,  $U$  y  $p$  se obtienen de las ecuaciones de continuidad, energía (10), momento (19) y temperatura (20), y se utilizan para transformar el término de fuente, que es proyectado sobre una doble base de polinomios, de Legendre según  $z = u_{\parallel}/u$  y de Laguerre según  $x$ . Los componentes de la fuente son, comenzando por el término tensorial,

$$-\frac{1}{5} \frac{1}{H} (u_{\parallel}^2 - \frac{1}{2} u_{\perp}^2) \frac{U}{u_T^2} \left[ A_0 L_0^{(5/2)}(x) - \frac{2}{3} A_1 L_1^{(5/2)}(x) \right] f_M \quad (22)$$

donde  $A_0 = 4Q + 6 - 4(1 - C_e)/(M^2 - 1)$ ,  $A_1 = 6Q + 4 + 4(1 - C_e)/(M^2 - 1)$ ,  $Q = q/pU$  es el coeficiente de free-streaming,  $M = U/c$  es el número de Mach del viento, con la velocidad sónica  $c^2 = 2T/m_i$ , y  $C_e$  es un coeficiente de escape (relación entre la energía gravitatoria y la térmica) definido como  $C_e = H c^{-2} \partial \Phi / \partial s$ . El coeficiente de escape es  $C_e \approx 1$  para  $6R_{\odot}$  y decae con la distancia;  $M$  y  $Q \approx 6$  (según la teoría para la región de transición entre el plasma colisional y no-colisional) son funciones lentamente variables en el viento exterior y, en consecuencia,  $A_0 \approx 30$  y  $A_1 \approx 40$  se pueden tomar como constantes, adoptando los valores asintóticos ( $M^2 \gg 1$ ) o bien los que corresponden a  $6R_{\odot}$ . Para el término vectorial se tiene

$$-\frac{u_{\parallel}}{p} \nabla \cdot \vartheta \left[ L_0^{(3/2)}(x) - L_1^{(3/2)}(x) \right] f_M \quad (23)$$

y, finalmente, la contribución escalar de la fuente vale

$$\frac{8}{15} \frac{U}{H} L_2^{(1/2)}(x) f_M. \quad (24)$$

En el cálculo de la fuente se ignoraron las contribuciones que cancelan cuando la masa del electron se desprecia. El término que da carácter tensorial a la Ec. (22) es reemplazado con ayuda de la ecuación dinámica

$$\frac{1}{H} (u_{\parallel}^2 - \frac{1}{2} u_{\perp}^2) = -\frac{1}{B} \frac{d}{dt} (u_{\parallel} B) - u_{\parallel} \nabla \cdot U + \frac{1}{mn} \frac{\partial p}{\partial s} + \nabla \cdot \sigma \quad (25)$$

resultando que en el primer término del miembro derecho, la cantidad que queda fuera de la derivada temporal puede ser absorbida en ella, ya que  $nU/B$  es el flujo másico constante, y los demás factores de  $f_M$  dependen de la energía cinética del electrón y de la temperatura, dos cantidades aproximadamente conservadas durante el movimiento del electrón, ya que el potencial eléctrico es unas  $C_e$  veces menor que la energía cinética y puede despreciarse en la región de interés. El término  $\nabla \cdot U$  da una contribución vectorial mucho menor que (23), de acuerdo a la hipótesis hecha sobre la magnitud de la distorsión, en tanto que el gradiente de presión debe sumarse a la fuente escalar (24). De todo ello, resulta la ecuación cinética para  $F$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( F + \frac{u_{\parallel}}{5} \frac{U}{u_T^2} \left[ A_0 L_0^{(5/2)}(x) - \frac{2}{3} A_1 L_1^{(5/2)}(x) \right] f_M \right) = \\ - \frac{u_{\parallel}}{p} \nabla \cdot \vartheta \left[ L_0^{(3/2)}(x) - L_1^{(3/2)}(x) \right] f_M + C[f] \end{aligned} \quad (26)$$

donde  $C[f]$  se refiere al operador de colisiones actuando sobre la totalidad de la función de distribución. Este operador será modelado más adelante. Despreciando a orden cero los efectos colisionales y disipativos, la ecuación anterior tiene como solución

$$F_0 = \frac{2}{3} \frac{U}{u_T} \left[ 8 L_1^{(3/2)}(x) - L_0^{(3/2)}(x) \right] \sqrt{x} z f_M + g(x, \lambda, \kappa) \quad (27)$$

donde  $x$  y  $\lambda$  son las constantes de movimiento de las partículas, energía y momento magnético, expresadas en forma conveniente,  $\lambda B = 1 - z^2$ ,  $\kappa$  es el signo de  $z$  y también constante de movimiento para una dada clase de partículas (salientes  $\kappa = 1$ , entrantes  $\kappa = -1$ ).



Los valores numéricos provienen de las estimaciones anteriores sobre las constantes de la Ec. (22). Para adoptar una forma conveniente de  $g(x, \lambda, \kappa)$  debe observarse que, bajo la presente dinámica, los electrones de alta energía escapan de la atracción electrostática, estando representados asintóticamente por una función de distribución tipo strahl  $\delta(z-1)$ , la cual se puede introducir simplemente en el formalismo como una distribución de momentos magnéticos, menores que un dado valor máximo  $\lambda_c \sim B_{max}^{-1} \ll B^{-1}$ ,

$$g(x, \lambda, \kappa) = \kappa \Lambda(\lambda) A(x) \sqrt{x} (U/B) f_M \quad (28)$$

donde  $\Lambda(\lambda)$  es una distribución arbitraria, normalizada en el intervalo  $[0, \lambda_c]$ , y  $A(x)$  una función de la energía que en principio puede representarse en serie de polinomios de Laguerre. El factor  $U/B$  delante de la distribución de Maxwell compensa explícitamente la caída de la densidad  $n$ . Las dos primeras condiciones (15) aplicadas a  $F_0$  requieren que  $g$  sea antisimétrica e imponen el factor  $\kappa$ , en tanto que las dos segundas determinan los primeros coeficientes del desarrollo de  $A(x)$  (los superiores pueden ignorarse porque sólo afectan a momentos no considerados en esta teoría). En conclusión, la ecuación (27) adopta la forma

$$F_0 = \frac{2}{3} \frac{U}{u_T} \left[ 8L_1^{(3/2)}(x) - L_0^{(3/2)}(x) \right] \sqrt{x} [z - \kappa \lambda_c \Lambda(\lambda)] f_M \quad (29)$$

que cumple todos los requisitos para la función de distorsión, es decir, no altera los parámetros físicos de la distribución de referencia, aunque agrega un nuevo parámetro  $\lambda_c$ . Para obtener más precisión sobre la forma de  $F_0$  puede adoptarse una simple distribución lineal de momentos

$$\Lambda(\lambda) = \frac{2}{\lambda_c} \left( 1 - \frac{\lambda}{\lambda_c} \right) = \frac{2}{\lambda_c} \left( 1 - \frac{1-z^2}{\lambda_c B} \right) \approx \frac{4}{\lambda_c^2 B} (z - z_c), \quad (30)$$

que domina el cono de velocidades  $1 - z \ll 1$  por ser  $\lambda_c B \ll 1$ . Esta corrección es positiva para  $x > 19/8$ , lo que representa una distribución tipo strahl para  $u_{\parallel} > 1.54u_T$ . La importancia de  $F_0$  radica en que extiende la cola de alta energía de la función de distribución, en tanto corrige la tendencia de  $f_R$  a tomar valores negativos en el intervalo  $-1.54u_T < u_T < 0$ . Por el contrario, la región térmica  $u_{\parallel} < 1.54u_T$  tiene una distribución

tipo cono de pérdida debido al escape de los supratérmicos y a la reflexión de los electrones atrapados.

En las figuras siguientes, calculadas con coeficientes y una  $\Lambda(\lambda)$ , ligeramente diferentes pero que no alteran las conclusiones, se muestran las funciones  $F_0$  (Figura 1) y  $u_{\parallel} F_0$  (Figura 2) en el plano  $(u_{\parallel}, u_{\perp})$ . Para esta particular combinación de polinomios de Laguerre el strahl se extiende desde  $u_{\parallel} \approx 1.1u_T$ . En la Fig. 2 esta región se puede apreciar como dos conos, uno hacia adelante y otro hacia atrás, señalados con tonos claros de gris, y que dan contribuciones positivas a los flujos. En la misma figura, los "ojos" en blanco son las correcciones negativas (conos de pérdida), pero se advierte en la Fig. 1 que el ojo izquierdo es una región de  $F_0$  positiva, que corrige el defecto de la distribución de referencia señalado por Gombosi y Rasmussen (1991) (causado por la clausura cuasi-normal).

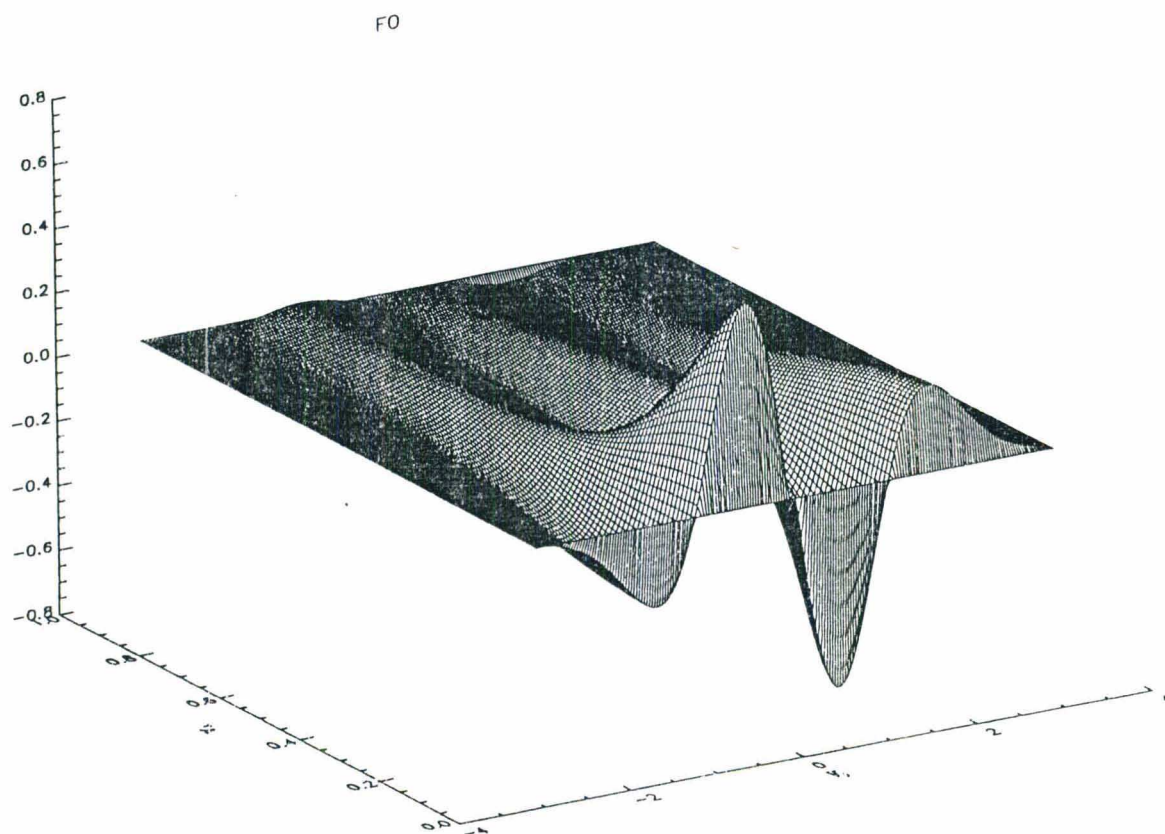


Fig.1



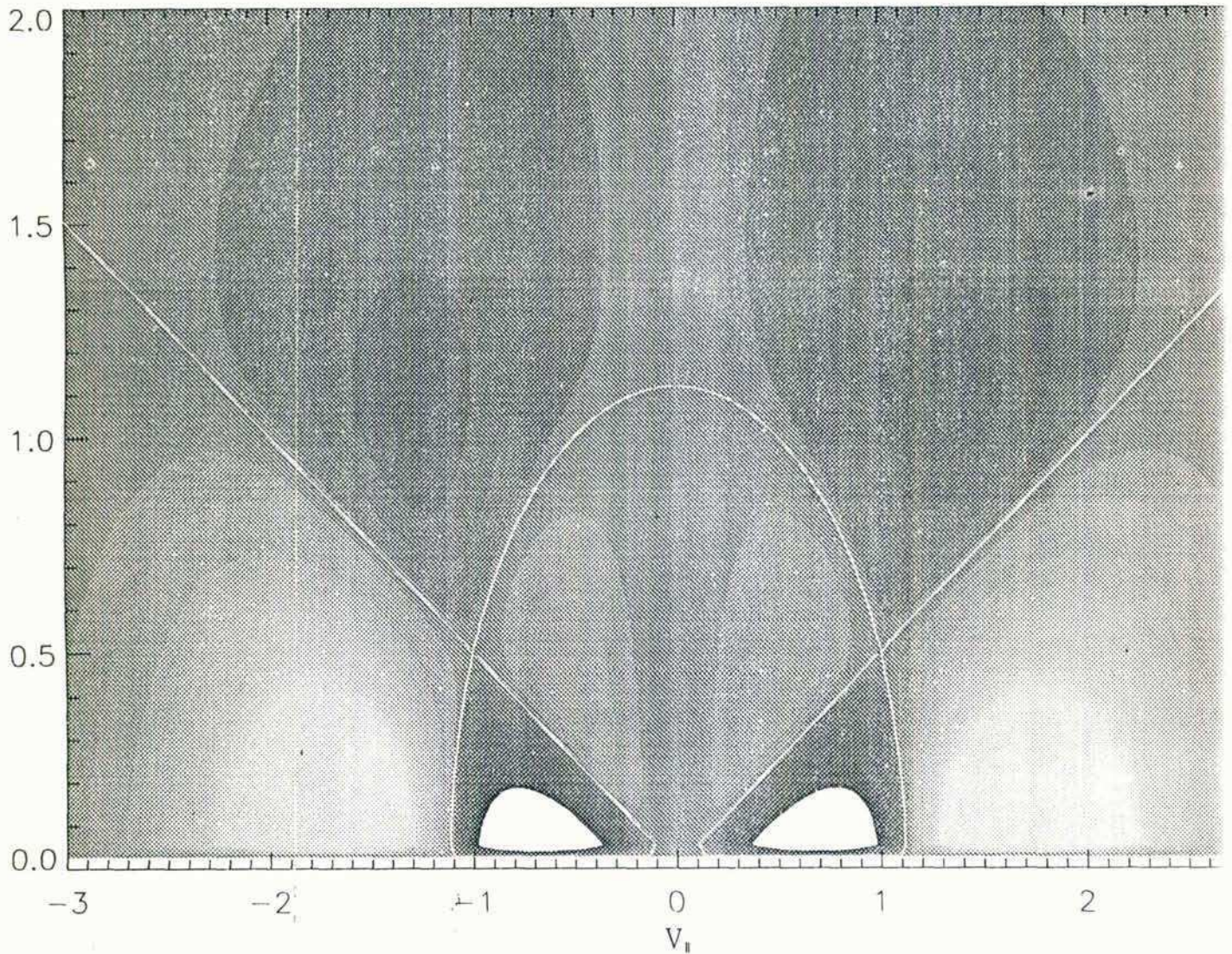
FO  $V_{||}$ 

FIG. 2

Al orden siguiente, la distorsión  $F$  relaja las tensiones generadas por la redistribución de partículas gracias al término colisional. En un plasma poco denso la frecuencia de colisiones refleja principalmente la interacción de las partículas con los campos fluctuantes, es decir el efecto de la turbulencia, pero por el momento prescindiremos de analizar el mecanismo que se halla detrás de la frecuencia de colisión  $\nu$ . El componente básico del operador de colisión es el operador de Lorentz



$$L = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left[ (1 - z^2) \frac{\partial}{\partial z} \right] \quad (31)$$

y para el operador  $C[f]$  se propone el modelo

$$C[f] = \nu(Lf_R + LF) + \left( \frac{1}{l_0} L_0^{(3/2)}(x) + \frac{1}{l_1} L_1^{(3/2)}(x) \right) u_{\parallel} f_M \quad (32)$$

donde  $l_{0,1}$  son dos longitudes a determinar a partir de condiciones que debe cumplir  $C[f]$ : las colisiones no deben alterar los momentos impares de la distribución (lo que implicaría un cambio de referencial). El cálculo de la corrección  $F_1$  debida a colisiones es, en realidad, innecesario pues puede mostrarse que su participación en las viscosidades  $\sigma$  y  $\zeta$  se limita a introducir un factor de forma espacial relacionado con la geometría del campo magnético. La deducción de este resultado es algo técnica y la omitiremos, pero puede seguirse (para la geometría de un tokamak) en Wang & Callen (1993). Las viscosidades se expresan finalmente en término de integrales de productos de polinomios de Laguerre.

En lo que hace a nuestra área de interés, podemos recapitular diciendo que es posible corregir las deficiencias de las ecuaciones fluidísticas resolviendo el problema de la clausura mediante una adecuada ecuación cinética, cuya solución posee las características de las distribuciones esperadas: *strahl* de las partículas filtradas, conos de pérdida que redistribuyen las velocidades paralelas restableciendo la realizabilidad física. Desde el punto de vista fluidístico es necesario introducir términos difusivos en las ecuaciones, bajo la forma de dos viscosidades, para el campo de velocidad y el campo de flujo de calor. Estas dependen de una frecuencia de colisión  $\nu$  y de detalles de la geometría del campo magnético. En un viento microturbulento la escala espacial relevante es el radio de giro de las partículas más pesadas, los iones, que de esta manera determinan el camino libre medio. Mediante estimaciones de orden de magnitud, Williams (1995) ha mostrado que en este escenario las "colisiones" son  $10^4$  veces más frecuentes a 1 U.A. que en el caso puramente coulombiano. Esto implica una fuerte reducción del transporte y de las anisotropías respecto a los valores sobreestimados por los coeficientes de Braginskii (1965).

En conclusión, hemos mostrado en este capítulo cómo es posible reformular los modelos hidrodinámicos del viento solar y cómo deben recalcularse los coeficientes de transporte

pertinentes. Pero la tarea de escribir e implementar estos modelos en un código numérico que describa los fluidos iónico y electrónico es una tarea que excede materialmente una extensión razonable de este trabajo.

## CONCLUSIONES

En esta tesis se han examinado diversos problemas de índole cinética que afectan un correcto modelado de las ecuaciones fluidísticas para describir el viento solar. Este mismo problema se encuentra en todos los vientos estelares de coronas formadas por plasmas tenues no colisionales. La dificultad esencial es que, en principio, el problema requiere un tratamiento totalmente cinético.

En el capítulo 2 se ha derivado, a partir de la ecuación cinética, un formalismo no local para el flujo de calor, válido para plasmas con fuertes gradientes de densidad y en presencia de un campo magnético divergente con el radio.

Se encontró una solución general, válida para plasmas unidimensionales, en el rango de energías de interés para el cálculo del flujo térmico. Se obtuvo la expresión deslocalizada que describe la dependencia del flujo de calor  $q$  con un campo magnético  $B$  no uniforme, extendiendo la expresión hallada por Minotti & Ferro Fontán (1990). En el régimen colisional la fórmula hallada coincide con la fórmula de Spitzer, mientras que en el límite asintótico débilmente colisional está en excelente acuerdo con la conocida expresión de "free-streaming" propuesta por Hollweg (1974, 1976), interpolando entre ambos regímenes. El rango de validez de esta teoría no local permite modelar el viento sobre una base teórica confiable hasta los primeros  $10 R_{\odot}$ .

Para proceder ulteriormente fue necesario analizar con cierto detalle los procesos de anisotropización de la distribución en el espacio de velocidad. Mediante un modelo de partícula de prueba, se analizaron en el capítulo 3 las separatrices de movimiento y los puntos singulares. Estas gobiernan el fenómeno de filtrado de velocidad y determinan el carácter de las trayectorias electrónicas. Se muestra cómo el campo magnético distorsiona la función de distribución, redistribuyendo las partículas. Las partículas con  $v_{\parallel} > 5$  velocidades térmicas son sistemáticamente filtradas, formando una cola. Las demás partículas convergen hacia el núcleo de la distribución para terminar termalizadas.

Para complementar estos resultados se ha realizado simulaciones con difusión de velocidad, que representan soluciones de la ecuación de Fokker-Planck. La dinámica obtenida muestra que la difusión permite que trayectorias cercanas a las separatrices pueden cruzarlas, pero persiste la formación de una subpoblación filtrada.



También se ha mostrado que las ecuaciones de partícula de prueba pueden usarse para estimar analíticamente los momentos perpendiculares  $F$  y  $T_{\perp}$  de la función de distribución. Este último es evaluado sobre la base de que la mayoría de las partículas filtradas tienen trayectorias que en el espacio  $(v_{\parallel}, v_{\perp}^2/2)$  convergen hacia la separatriz de movimiento. Como consecuencia, su altura es una medida de la temperatura perpendicular media.

En el capítulo 4 se ha usado esta función de distribución parametrizada para investigar la estabilidad de alta frecuencia de los electrones filtrados. A partir del modelo de partícula de prueba se encuentra que la función de distribución es inestable para los electrones filtrados, pero que se estabiliza a medida que nos aproximamos a la velocidad crítica ( $\simeq 5v_e$ ), que separa partículas filtradas de partículas térmicas. También se ha examinado la estabilidad frente a ondas de Langmuir generalizadas. Se encuentra que la distribución es apreciablemente más estable frente a estos modos a medida que vamos hacia distancias heliocéntricas mayores. Solamente muy cerca de la base de la corona solar este tipo de ondas pueden ser una fuente de inestabilidades. Este resultado sugiere que las colas de electrones de alta energía pueden aumentar la tasa de crecimiento de la inestabilidad ciclotrónica sólo en esta región. Sin embargo, esta conclusión necesita una mayor profundización.

Los resultados mencionados sugieren que la disipación de ondas de Langmuir podrían contribuir, en algún grado, al calentamiento de la corona. Si estas ondas son generadas en la baja corona solar y no son disipadas inmediatamente a medida que viajan alejándose de la base, entonces existe la posibilidad de observar algún fenómeno relacionado con ellas. De esta forma, los electrones supratérmicos serían de fundamental importancia para proveer el calentamiento suficiente sin necesidad de otros mecanismos externos. Esto tendría profundas consecuencias en la energética del viento.

En el capítulo 5 se realiza una crítica de los modelos fluidísticos tradicionales del viento externo, en base al trabajo de Hammett y colaboradores (1990, 1992), inspirado en una idea de Oberman acerca de la importancia de la mezcla de fases en las ecuaciones cinéticas. Según estos autores, para que las ecuaciones fluidísticas den resultados realistas, se debería agregar términos disipativos en las ecuaciones de momentos de orden superior. Para este trabajo se eligió seguir el procedimiento de Wang & Callen (1992), que consiste en generalizar la técnica de Chapman-Enskog para una situación desconfiada y

ligeramente anisótropa, vinculando la anisotropía con parámetros de variación espacial del campo magnético. Se obtuvo la corrección a orden más bajo de la función de distribución, de la cual surge la determinación de las constantes difusivas necesarias para la correcta formulación de las ecuaciones de momentos.

C. Veyroutan

Julian

### Referencias

- Abramowitz, M., & Stegun, I.; **Handbook of Mathematical Functions**, Dover, New York (1970)
- Albritton, J.; *Phys. Rev. Lett.* **50**:2078, (1983)
- Albritton, J.R., Williams, E., Bernstein, I.B., & Schwartz, K.P.; *Phys. Rev. Lett.* **57**:1887 (1986)
- Alexander, P.; *Astrophys. J.* **414**:372 (1993)
- Allen, C.; **Astrophysical Quantities**, New York, The Athlone Press (1973)
- Balescu, R.; **Transport processes in plasmas**, North Holland (1988)
- Barnes, A.; *Reviews of Geophys.* **30**, 1:43 (1992)
- Braginskii, S.I.; **Transport Processes in a Plasma**, Rev. of Plasma Phys. Vol. 1, Consultants Bureau, (1965)
- Braginskii, S.I.; *Rev. Plasma Phys.* **1**:205 (1965)
- Brandt, J.C.; **Introduction to the Solar Wind**, W.H. Freeman, San Francisco, CA, USA, (1970)
- Bell, A.; *Phys. Fluids* **26**:279, (1983)
- Boyd, T., Lonsdale, R., Sanderson, J.; *J. Plasma Phys.* **39**:115 (1988)
- Burgers, J.M.; **Flow Equations for Composite Gases**, Academic Press, New York, USA (1969)
- Canullo, M. V., Costa, A., & Ferro Fontán, C., **Proceedings of the International Winterschool and Workshop on Plasma Physics**, Pichlmayrgut, Pich/Schladm Austria:248 (1994)
- Canullo, M. V., Costa, A., & Ferro Fontán, C., *Astrophys. J.* **462**:1005 (1996)
- Canullo, M.V., Costa, A., & Ferro Fontán, C., in *Proceedings of the International Conference on Plasma Physics*, Foz de Iguazú, Brazil:218 (1994)
- Canullo, M. V., Costa, A., & Ferro Fontán, C., *Astrophys. J.* **461**:472 (1996)
- Chapman, S., & Cowling, T., **Mathematical Theory of Non-Uniform Gases**, Cambridge University Press (1958)
- Chang, A., & Callen, J.D., *Phys. Fluids B* **4**:2060 (1992)
- Dendy, R.; *Plasma Phys. Contr. Fusion* **24**:1155 (1987)
- Dorland, W., & Hammett, G.W., *Phys. Fluids B* **5**:812 (1993)
- Durbin, P.A., & Speziale, C.G., *J. Fluid Mech.* **280**:395 (1994)
- Epperlein, E.M., & Short, R.W.; *Phys. Fluids B* **3**:3092 (1991)



- Fermi, E., *Astrophys.J.* **119**:1 (1954)
- Fletcher, L., & Brown, J.C., *Astron. Astrophys.* **294**:260 (1995)
- Fuchs, V., Cairns, R. A., Lashmore-Davies, C., & Shoucri, M., *Phys.Fluids* **29**:2931 (1986)
- Gardiner, C. W., **Handbook of Stochastic Methods**. (Berlin Heidelberg New York: Springer) (1985)
- Gombosi, T.I., & Rasmussen, C.E.; *J.Geophys. Res. A* **96**:7759 (1991)
- Gray, J., & Kilkenny, S., *Plasma Phys.* **22**:81 (1980)
- Hamilton, R. J., Lu, E. T., & Petrosian, V., *Astrophys.J.* **354**:726 (1990)
- Hammett, G.W., Dorland, W. & Perkins, F.W., *Phys. Fluids B* **4**:2052 (1992)
- Hammett, & Perkins, F.W., *Phys.Rev.Letters* **64**:3019 (1990)
- Hirshman, S.P., & Sigmar, D.J., *Phys. Fluids* **19**:1532 (1976)
- Hollweg, J.V., *J. Geophys. Res.* **79**:3845 (1974)
- Hollweg, J.V., *J. Geophys. Res.* **81**:1649 (1976)
- Hollweg, J.V., *J. Geophys. Res.* **91**:4111 (1986)
- Hollweg, J.V., & Johnsen, W., *J. Geophys. Res.* **93**:9547 (1988)
- Hollweg, J.V., en **Solar Wind Seven**, eds. E.Marsch & R. Schwenn, Pergamon Press, Oxford, p. 53 (1992)
- Hundhausen, A.J., **Coronal Expansion and Solar Wind**, Springer, New York, USA (1972)
- Jockers, K., *Astron.Astrophys.* **6**:219 (1970)
- Krall, N.A., & Trivelpiece, A.W., **Principles of Plasma Physics** (New York: McGraw-Hill) (1973)
- Kennel, C.F., & Scarf, F. L., *J.Geophys.Res.* **73**:6149 (1968)
- Krülls, W. M., & Achterberg, A., *Astron.Astrophys.* **265**:13 A (1992)
- Kruskal, M., & Bernstein, I., *Phys. Fluids* **7**:407 (1964)
- Leach, J., & Petrosian, V., *Astrophys.J.* **251**:781 (1981)
- Leer, E., Holzer, T.E., & Flå, T., *Space Sci. Rev.* **33**:161 (1982)
- Lemaire, J., & Scherer, M., *Planet. Space Sci.* **18**:103 (1970)
- Lemaire, J., & Scherer, M., *Planet. Space Sci.* **21**:281 (1973)
- Lemaire, J., & Scherer, M., *Space Sc. Rev.* **15**:591 (1974)
- Lemaire, J., & Scherer, M., *Ann. Geophys.* **1**:91 (1983)
- Lin, R. P., Potter, D. W., Gurnett, D.A, & Scarf, F.L., *Astrophys. J.* **251**:364 (1981)

- Luciani J.F., Mora, P., & Pellat, R., *Phys. Fluids* **28**:835 (1985)
- MacKinnon, A.L., & Craig, I.J.D., *Astron. & Astroph.* **251**:693 (1991)
- Marsch, E., *Adv. Space Res.* **14**:103 (1994)
- Marsch, E., & Livi, S., *Ann. Geoph.* **3**:545M (1985)
- McClements, K.G., *Sol.Phys.* **109**:355 (1987)
- Minotti, F., & Ferro Fontán, C.; *Phys.Fluids B* **2**:1725 (1990)
- Morse, P., & Fleshbach, H.; *Methods of theoretical physics*, New York, Mc Graw-Hill Book Co. (1953)
- Moses, G.A., *Phys. Fluids* **20**(5):762 (1977)
- Olbert, S., en *Solar wind 5*, NASA Conf. Publ., CP-2280:149 (1983)
- Orszag, S.A., *J.Fluid Mech.* **41**:363 (1970)
- Parker, E.N., *Astroph.J.* **139**:93 (1964)
- Parker, E.; *Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields*, *Astrophys.J.* **128**:664-676 (1958)
- Pannekoek, A., *Bull. Astron. Inst.Neth.* **1**:107 (1922)
- Perkins, F., *Astrophys.J.* **179**:637 (1973)
- Pilipp, W.G., Miggenrieder, H., Montgomery, M.D., Müllhauser, K.H., Rosenbauer, H., & Schwenn, R., *J. Geophys. Res.* **92**:1093 (1987)
- Pierrard, V. & Lemaire, J., *J. Geophys. Res.* **101**, Nro A4:7923 (1996)
- Pope, S.B., *Phys. Fluids* **6**:973 (1994)
- Rogers, J.H., De Groot, J.S., Abou-Assaleh, Z., Johnston, T. W., & Rosen, M. D., *Phys. Fluids B* **1**:741 (1989)
- Rosembauer, H., Miggenrieder, H., Montgomery, M., & Schwenn, R.; *Physics of Solar-Planetary Environments*, Washington (1976)
- Rosseland, S., *Notic. Roy. Astron. Soc.* **84**:720 (1924)
- Sanmartín, J.R., Ramirez, J.; Fernandez Feria, R., & Minotti, F.; Self-consistent, nonlocal electron heat flux at arbitrary ion charge number, Univ. Politécnica de Madrid (1992)
- Sanmartín, J. R., Ramirez, J., & Fernández-Feria, R., *Phys. Fluids B* **2**:2519 (1990)
- Sanmartín, J.R., Ramirez, J., Fernández-Feria, R., & Minotti, F., *Phys. Fluids B*, **4** (11):3579 (1992)
- Schwartz, S. J., *Rev. Geophys. Space Phys.* **18**:313 (1980)



- Schwenn, R., & Marsch, E., **Physics and Chemistry in Space 21. Space and Solar Physics. Physics of the Inner Heliosphere II. Particles, Waves and Turbulence.** (Berlin Heidelberg: Springer-Verlag) (1991)
- Spitzer, L.; **Physics of fully ionized gases**, Interscience publishers (1962)
- Spitzer, L., & Härm, R., *Phys. Rev.* **89**:977 (1953)
- Scudder, J., & Olbert, S., *Solar Wind* **5** (NASA CP-2280), M. Neugebauer:163 (1983)
- Scudder, J., & Olbert, S., *J. Geoph. Res.* **84**:2755 (1979a)
- Scudder, J., & Olbert, S., *J. Geoph. Res.* **84**:6603 (1979b)
- Scudder, J., *Astrophys.J.* **398**:299 (1992a)
- Scudder, J., *Astrophys.J.* **398**:319 (1992b)
- Scudder, J., *Astrophys.J.* **427**:446 (1994)
- Suess, S.T., Moore, R.L., Musielak, Z.E., *Solar Wind Seven Vol 109*, Ed E. Marsch and R. Schwenn:117 (1991)
- Tanenbaum, B.S., **Plasma Physics**, McGraw-Hill, New York, USA (1967)
- Tsyтович, V.N., **Theory of Turbulent Plasma** (New York: Consultants Bureau) (1977)
- Vidal, F., Matte, J.P., Casanova, M. & Larroche, O., *Phys.Plasmas* **2**:1412 (1995)
- Ware, A.; *Phys.Fluids* **27**:1215 (1987)
- Wang, J.P., & Callen, J.D., *Phys. Fluids B*, **4** :1139 (1992)
- Wang, J.P., & Callen, J.D., *Phys. Fluids B*, **5** (9):3207 (1993)
- Wiley, J. C., Choi, D. I., & Horton, W., *Phys. Fluids* **23**:2193 (1980)
- Williams, L.L., *Astrophys.J.* **424** L 143 (1995)
- Withbroe, G. L., *Astrophys.J.* **325**:442 (1988)
- Xue, S., Thorne, R.M., & Summers, D., *J.Geophys.Res.* **98**, **A10**: 17, 475 (1993)
- Zawaideh, E., Kim, N. S., & Najmaadi, F., *Phys. Fluids* **31**:3280 (1988)
- Zeman, O., *Rev. Fluid Mech.* **13**:253 (1981)



## Agradecimientos

Quiero agradecer a todos aquellos que de una u otra manera participaron en el desarrollo de esta tesis:

a mi director, el Dr. Ferro Fontán, por lo mucho que aprendí a su lado, por su respaldo y la libertad que me brindó para el desarrollo de este trabajo

a Andrea Costa, por su calidez y su amistad

a Daniel Gómez, por ser sencillamente una gran persona y por sus consejos, su enorme paciencia y su apoyo

a Alberto Vásquez, a Pablo Velásquez y a Leo Milano, por ser mucho más que compañeros de trabajo y por hacer de nuestra oficina un lugar en el que da gusto trabajar. Por ser amigos de "fierro" que me ayudaron a llevar esta tesis a buen puerto a pesar de la distancia.

a Nestor Rotstein, por su buen humor, y a Guigue por toda su ayuda en lo referente al sistema de cómputos

a Claudio El Hasi, por su paciencia y su comprensión, y a tantos otros que siempre estuvieron allí para darme una mano.

al personal del I.A.F.E., por el clima agradable de trabajo y por haberme dado los medios necesarios para realizar esta tesis.

I would like to say special thanks to Robin Willson, without whom this work would not have come to a happy end. Thanks for the encouragement, the words of support and your optimism. Thanks from the bottom of my heart.